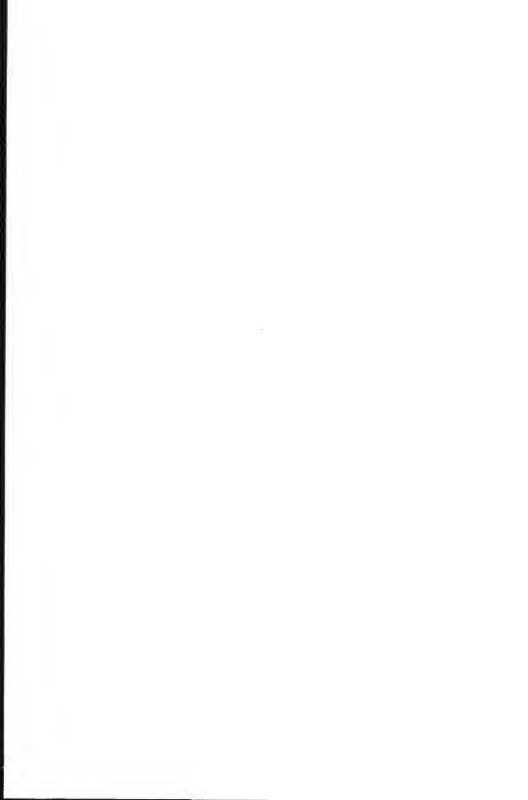


Т.А.Лозинская

СВЕРХНОВЫЕ
ЗВЕЗДЫ
И ЗВЕЗДНЫЙ
ВЕТЕР
•
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
С ГАЗОМ
ГАЛАКТИКИ



Т.А.Лозинская

СВЕРХНОВЫЕ
ЗВЕЗДЫ
И ЗВЕЗДНЫЙ
ВЕТЕР
•
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
С ГАЗОМ
ГАЛАКТИКИ



МОСКВА "НАУКА"

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1986

Лозинская Т.А. Сверхновые звезды и звездный ветер: Взаимодействие с газом Галактики. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986, 304 с.

Излагаются современные представления о вспышках сверхновых и о взаимодействии вещества, выброшенного при вспышке и в форме звездного ветра, с газом межзвездной среды. Приводятся общие сведения о сверхновых и их остатках. Детально рассматривается эволюция остатков сверхновых, определяемая взаимодействием выброса с газом ветра предсверхновой и межзвездным газом. Рассматривается коллективное действие сверхновых и звездного ветра, регулирующее физическое состояние газовой среды Галактики.

Для астрофизиков и физиков — специалистов, аспирантов, студентов.
Табл. 31. Ил. 86. Библиогр. 843 назв.

Рецензент доктор физико-математических наук В.И. Слыш

Татьяна Александровна Лозинская

**СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР:
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ГАЗОМ ГАЛАКТИКИ**

Редактор *И.Е. Раклин*

Художественный редактор *Т.Н. Кольченко*

Технические редакторы *С.В. Геворкян, В.Н. Никитина*

Корректоры *Т.А. Егорова, Т.В. Обод*

Набор осуществлен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 12251

Сдано в набор 10.02.86. Подписано к печати 03.06.86
Т-14065. Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная. Усл.печ.л. 19,0
Усл.кр.-отт. 19,0. Уч.-изд.л. 23,47. Тираж 1400 экз.
Тип. зак. 53. Цена 3 р. 80 к.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"

Главная редакция физико-математической литературы
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"

630077 г. Новосибирск-77, ул. Сталиславского, 25

ПРЕДИСЛОВИЕ

Сверхновые и звездный ветер стали сегодня узловыми проблемами, связывающими такие области исследований, как внутреннее строение и эволюция звезд, физика и химия межзвездной среды, звездообразование. Изучение сверхновых примыкает к ведущим направлениям современной астрофизики: нейтронные звезды и черные дыры, нуклеосинтез и происхождение первичных космических лучей, нейтронное и гравитационное излучение.

В этой книге рассматривается лишь один из аспектов широкого круга проблем, связанных со сверхновыми и звездным ветром, — их взаимодействие с межзвездной средой, многогранность которого становится все более очевидной. Вспышка излучения и разлет оболочки сверхновой, равно как и медленное истечение вещества звезды в форме ветра, понижают, греют и ускоряют окружающий газ, меняют его плотность и химический состав, и это "возмущение" охватывает не только близкую окрестность, но и всю Галактику в целом. С другой стороны, именно перечисленные свойства межзвездной среды определяют физику всего комплекса явлений, сопутствующих разлету выброшенного звездой вещества, а в конечном счете — и процесс образования самих звезд.

Безусловно, в одной книге невозможно даже очень кратко остановиться на всем многообразии исследований, связанных с вынесенным в заглавие предметом. Тем не менее мы объединили две темы, не без ущерба для каждой, и дело здесь не в пристрастии автора, более 20 лет посвятившего экспериментальным исследованиям остатков вспышек сверхновых и туманностей, образованных звездным ветром. Сегодня ясно, что оба явления — сверхновые и звездный ветер — должны рассматриваться в совокупности. Внеатмосферные наблюдения показали, что истечение вещества в форме звездного ветра присуще всем звездам ранних спектральных классов и усиливается на поздних стадиях эволюции, зачастую сопровождающихся полной потерей внешних водородных слоев. Потеря массы красных сверхгигантов — непосредственных предшественников сверхновых типа II — характеризуется темпом истечения $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, иногда $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ при скорости $V_{\infty} \approx 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Ветер звезд Вольфа — Райе, возможных предшественников объектов типа Кассиопея А, еще мощнее: $\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, $V_{\infty} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Это означает, что выброс оболочки сверхновой происходит в среду, "возмущенную" звездным ветром, и только учет истечения вещества на предшествующих этапах эволюции позволяет правильно осознать результаты наблюдений сверхновых и их остатков. Столь же неразрывно связаны звездный ветер и вспышки сверхновых как агенты,

регулирующие физическое состояние газовой среды галактики, в частности, нагрев газа, формирование гигантских газопылевых оболочек вокруг ОВ-ассоциаций, образование и разрушение холодных газовых облаков, потеря гравитационной устойчивости молекулярных облаков и звездообразование, завершающее кругооборот вещества и обогащение его тяжелыми элементами.

Необходимость комплексного изучения звездного ветра и вспышек сверхновых осознана сравнительно недавно; обе проблемы еще весьма далеки от полного понимания. По-прежнему нет исчерпывающего ответа на вопрос, как и почему взрываются звезды. Исследования звездного ветра, сверхновых и их влияния на межзвездную среду ведутся широким фронтом, с применением всего арсенала астрофизических методов. Мощнейшим источником информации стал рентгеновский диапазон, освоенный по-настоящему лишь в последние годы. Это непрерывно и бурно развивающаяся область астрофизики, поток новой информации растет стремительно. Поэтому представленные здесь результаты с неизбежностью отражают картину наших с е г о д н я ш н и х представлений, во многом еще спорных *).

Автор благодарит первых читателей рукописи Н.Г. Бочкарева, В.И. Слыша, Н.Н. Чугая за доброжелательную критику.

*) Наиболее важные результаты, опубликованные в 1985 г. и в самом начале 1986 г., включены в процессе подготовки рукописи к набору и в корректуру.

СВЕРХНОВЫЕ И МОЛОДЫЕ ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Термин "сверхновая" ввели в обращение Бааде и Цвикки, чтобы отличить от обычных новых аномально яркие вспышки звезд, блеск которых в максимуме зачастую превышает интегральную звездную величину материнской галактики. В обзоре Тримбл (1982) названы точные даты: слово "сверхновая" впервые прозвучало на лекциях в 1931 г. и стало известно астрономической общественности в декабре 1933 г. на собрании Американского физического общества. Поразительно, что уже в 1934 г. Бааде и Цвикки высказали гениальную догадку о том, что вспышкой сверхновой сопровождается превращение "нормальной" звезды в нейтронную, и их представления об энергетике явления были близки к современным. Однако и три десятилетия спустя в предисловии к фундаментальной монографии "Сверхновые звезды" И.С. Шкловский подчеркивает, что "с достоверностью неизвестно, по какой причине взрываются некоторые звезды и чем эти звезды отличаются от других", и повторяет это еще через десять лет, ознаменовавшихся колоссальными успехами во всех аспектах изучения сверхновых. Исчерпывающего ответа на этот вопрос нет до сих пор!

То, что мы знаем сегодня о вспышках сверхновых, почерпнуто из двух главных источников: наблюдений внегалактических сверхновых и исследования молодых, так называемых "исторических" остатков сверхновых в Галактике. В летописях и исторических хрониках зафиксированы вспышки сверхновых в 185, возможно в 393, в 1006, 1054, 1181, 1572 и 1604 годах; к ним можно присовокупить вспышку в Кассиопее, достаточно надежно датируемую 1658 ± 3 г. С каждой из них отождествлен молодой остаток сверхновой: оптическая туманность, протяженный источник радио- и рентгеновского излучения, иногда компактный звездный остаток — нейтронная звезда. Эти объекты исследуются очень пристально, накоплен большой наблюдательный материал, ибо только в этих нескольких случаях мы можем изучать близкие остатки в ранней фазе развития, когда непосредственно наблюдается выброшенное при вспышке вещество.

Комплекс явлений, сопровождающих вспышку сверхновой, столь многообразен, что анализ наблюдений невозможен без задания модели того, что мы наблюдаем. Поэтому мы предварим изложение краткой схемой явления, которая опирается на всю совокупность современных наблюдательных и теоретических данных. Вспышка сверхновой знаменует полный взрыв звезды или сброс внешних слоев при коллапсе ядра из-за потери тепловой или механической устойчивости в конце эволюции звезды. Вещество выброшено разлетается в газ, истекающий с поверхности предсверхновой в предыдущих фазах развития, сгребая его и передавая энергию взрыва окружающей

среде. Это сопровождается возникновением двух ударных волн: одна распространяется по окружающему газу наружу, другая, "возвратная", движется по расширяющемуся выбросу внутрь. На контактной поверхности, разделяющей сгребенный и выброшенный газ, из-за неустойчивости Рэлея — Тейлора формируется конвективный слой.

Высвечивание энергии, выделяющейся в реакции распада $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ и при охлаждении сорванной ударной волной оболочки, наблюдается как вспышка сверхновой. Газ выброса и сгребаемый газ ветра (или межзвездный газ), нагретые возвратной и прямой ударными волнами, излучают в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах; это излучение наблюдается сразу после вспышки и через сотни лет, т.е. в молодых остатках сверхновых. Усиление магнитного поля и ускорение релятивистских частиц в конвективном слое на границе выброса ответственно за радиоизлучение сверхновых и молодых оболочечных остатков. Плотные сгустки выброса, газа ветра или межзвездного газа, возмущенного ударной волной, наблюдаются как яркие оптические волокна молодых остатков. Если при вспышке образуется "звездный остаток" — пульсар, синхротронное излучение инжектируемых им релятивистских электронов, возможно, наблюдается как радиовспышка сверхновой и безусловно наблюдается как радио-, рентгеновское и оптическое излучение молодого остатка — птерона. Обеспечиваемая пульсаром медленная подкачка энергии определяет кривую блеска сверхновых. Взаимодействие пульсарного ветра с выброшенным при вспышке веществом, возможно, меняет динамику оболочки в самый начальный период расширения и полностью определяет изменение со временем синхротронного радио- и рентгеновского излучения молодого остатка.

Имея в виду эту схему взаимодействия компактного звездного остатка, разлетающейся оболочки сверхновой, ветра предсверхновой и межзвездного газа, мы обратимся к анализу наблюдений вспышек сверхновых (§ 1) и молодых остатков (§ 2, 3, 4). Сумма наших сегодняшних знаний предмета такова. Вспышки SN 1604*) (Кеплера) SN 1572 (Тихо Браге) и SN 1006 можно с полной уверенностью отнести к сверхновым I типа. Крабовидную туманность (SN 1054) и 3C 58 (SN 1181) можно лишь с большой натяжкой уложить в рамки современных представлений о сверхновых II типа. Кассиопея А и сходные объекты, получившие название "богатые кислородом" остатки, не принадлежат ни к типу I, ни к типу II, но образуют отдельную, уверенно идентифицируемую группу.

Попытка дать связную картину того, как кончают жизнь звезды разной массы, на базе наблюдений сверхновых и их остатков, сделана в § 5. Но четкое и однозначное сопоставление результатов наблюдений сверхновых и молодых остатков с теорией внутреннего строения и эволюции звезд, включая завершающий коллапс или полный разлет ядра, — дело будущего.

Уже закончив книгу, мы сделали очередную попытку решить эту задачу (см. Блинные и др., 1986; новый вариант будет опубликован в УФН). Но и в этой работе сопоставление наблюдений сверхновых и их остатков с механизмами взрыва делается с большими оговорками и не всегда однозначно.

*) Индивидуальные сверхновые обозначаются аббревиатурой SN и годом вспышки с буквенным индексом, если их было несколько.

§ 1. СВЕРХНОВЫЕ ЗВЕЗДЫ: КРИВЫЕ БЛЕСКА,
СПЕКТРЫ, РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ, РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ
В ГАЛАКТИКАХ РАЗНОГО ТИПА

Последняя вспышка сверхновой в нашей Галактике наблюдалась более трехсот лет назад, и все, что мы знаем о кривых блеска, спектрах и частоте вспышек в галактиках разного морфологического типа, дали наблюдения внегалактических сверхновых. Первая внегалактическая сверхновая — S And — была открыта ровно сто лет тому назад в галактике M 31 (Туманности Андромеды). В 1934 г. по инициативе Цвикки было начато систематическое патрулирование ближайших галактик с целью поиска сверхновых. Сегодняшний банк внегалактических сверхновых насчитывает примерно 600 объектов и ежегодно к ним прибавляется около 20 вспышек (Барбон и др., 1984).

Сверхновые отчетливо делятся на две группы: тип I и тип II. Эта классификация, предложенная Минковским еще в 1941 г. по 14 известным тогда вспышкам, сохранилась до сих пор, хотя и были попытки ее усовершенствования, состоявшие в выделении пяти и даже восьми типов. Основой классификации служит наличие (тип II) или отсутствие (тип I) водорода в спектре сверхновой вблизи максимума блеска. Этот признак является главным не только потому, что легко выявляется уже по одной-двум качественным спектрограммам, но из-за отчетливого физического смысла. Мы убедимся ниже, что предшественники сверхновых I типа — звезды, потерявшие в процессе эволюции внешние богатые водородом слои, в то время как предсверхновые II типа сохранили водородную оболочку. Сверхновые I и II типов (SN I и SN II для краткости) различаются также по кривым блеска и светимости в максимуме, но введение новых признаков отнюдь не облегчает классификацию. Разброс светимостей в максимуме, вариации кривых блеска и разнообразие спектров внутри одного типа велики, так что при желании можно говорить о "перекрытии" населений SN I и SN II (см., например, Тамман, 1977; Тримбл, 1982; Бартунов, Цветков, 1986). Делаются физически обоснованные попытки разделить каждый из двух типов на два подтипа: быстро и медленно уменьшающие яркость SN I, SN II с плато и с линейной кривой блеска — и найти корреляцию подтипов со скоростью выброса вещества при вспышке, цветом, яркостью в максимуме, морфологическим классом материнской галактики (Псковский, 1977 а, б; 1984; Барбон и др., 1979; Бранч, 1981, 1982; Тримбл, 1982). Разделить на две группы SN I очень хотелось бы, поскольку их распространенность в спиральных и эллиптических галактиках и корреляция с интенсивностью звездообразования свидетельствуют о существовании двух звездных населений предшественников SN I^{*)}. Но именно SN I представляют собой более однородный, нежели SN II, класс объектов, если судить по кривым блеска, спектрам и блеску в максимуме. Среди исторических остатков сверхновых в Галактике также наблюдаются не два, а по крайней мере три типа объектов. Тем не менее внегалактические сверхновые отчетливо разделяются на SN I и SN II; наблюдается большая диспер-

^{*)} Сверхновые I типа уже разделены на две подгруппы SN Ia и SN Ib, см. с. 280.

сия параметров тех и других, но четко выделить неперекрывающиеся по всем признакам подтипы не удастся.

Частота вспышек сверхновых. Вопрос о распространенности сверхновых в галактиках разного морфологического типа и внутри материнской галактики является, как мы увидим в § 5, фундаментальным для выяснения природы предсверхновых. С ним связаны также проблемы происхождения космических лучей, физического и химического состояния газовой среды галактик, рождения пульсаров и т.п.: Ответить на этот вопрос, казалось бы, очень легко, подсчитав число сверхновых в галактиках и зная время систематического патрулирования. Но тут во весь рост встает основная проблема всей наблюдательной астрономии — учет эффектов наблюдательной селекции, и различия оценок частоты вспышек, сделанных разными авторами, связаны с учетом многочисленных эффектов, искажающих видимое распределение сверхновых. Кроме "общастрономических" факторов, определяющих полноту выборки (мы должны быть уверены, что все сверхновые, вспыхнувшие в патрулируемой галактике, окажутся выше предела обнаружимости), таких как учет межзвездного поглощения и расстояния, нужно иметь в виду специфические для сверхновых наблюдательные искажения. Например, СН I и СН II имеют разную светимость в максимуме и это может привести к недооценке более слабых СН II в далеких галактиках. Сверхновые концентрируются к центру галактики, но области ядер могут быть передержаны на пластинках, что затрудняет отождествление. СН II концентрируются в спиральных рукавах галактик, СН I такой концентрации не показывают. Это может привести к недооценке числа СН II, так как поглощающее вещество тоже концентрируется в рукавах. Наконец, самый трудноучитываемый фактор — наклон материнской галактики к лучу зрения. Сверхновые обоих типов (но особенно это касается СН II) образуют уплощенную систему, т.е. сосредоточены там же, где основная масса газа и пыли. Это означает, что в ориентированных ребром к наблюдателю спиральных галактиках могут быть зафиксированы не все сверхновые, в то время как в эллиптических галактиках этот эффект несуществен. Поэтому необходима коррекция наблюдений за угол наклона спиральных галактик или, в идеальном случае, подсчет сверхновых следует проводить только по галактикам, ориентированным плашмя, что уменьшает объем выборки и статистическую достоверность выводов. И совсем не поддается сколько-нибудь надежному количественному учету поглощение света в неправильных галактиках.

Упомянутые эффекты наблюдательной селекции и наиболее корректные методы их учета обсуждались Тамманом (1977, 1982), ван ден Бергом и Маза (1976), Шкловским (1976а) и др. Частоту сверхновых относят к единице светимости или к единице массы галактики, поскольку первые же подсчеты для спиральных систем поздних классов показали, что число вспышек коррелирует со светимостью и массой галактики, и такую же зависимость естественно было ожидать для других типов галактик.

Наиболее детальный анализ распространенности сверхновых в галактиках разного морфологического типа сделан Тамманом (1982) и Цветковым (1983, 1986б). Подсчеты велись по следующим трем выборкам галактик (А, В — Тамман, С — Цветков):

Таблица 1

Абсолютная частота сверхновых в единицах [1 СН на $10^{10} L_{B\odot}$ за 100 лет] по данным Таммана (1982) и Цветкова (1983, 1986б)

Тип галактики	Тамман			Цветков		
	Все СН	СН I	СН II	Все СН	СН I	СН II
E	0,22	0,22	0	0,1	0,1	0
S0	0,12	0,12	0			
S0a, Sa	0,28	0,28	0			
Sab, Sb	0,69	0,37	0,32	—	0,23	—
Sbc, Sc, Scd, Sd	1,38	0,77	0,61	1,03	0,47	0,56
Sdm, Sm, Im	1,02	0,88	0,19	1,3	1,3	—
10	?	?	?	—	—	—

А: 400 галактик из каталога Шепли — Эймз с лучевой скоростью $v \leq 1200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (включая члены скопления галактик в Деве независимо от скорости) на склонениях $\delta > -36^\circ$. При постоянной Хаббла $H = 50 (\text{км} \cdot \text{с}^{-1})/\text{Мпк}$ эта выборка полна до расстояния 24 Мпк и дает "абсолютную" частоту сверхновых в единицах: 1 СН за 100 лет на $10^{10} L_{B\odot}$, $L_{B\odot} = 5,48^m$. В этих галактиках за 1960 — 1976 гг. зарегистрировано 77 сверхновых, из которых 31 классифицированы как СН I и 24 — как СН II.

В: 2955 галактик из списка Вокулера и др. (1976), в которых зафиксировано 173 СН до 1975 г.: 44 — СН I и 28 — СН II, остальные не классифицированы (75% классифицированных сверхновых являются общими в двух списках). Эта выборка не полна по расстоянию и служит для оценки относительной частоты сверхновых.

С: В 1961 г. начат регулярный поиск сверхновых на Южной станции Государственного астрономического института им. Штернберга. С помощью 40-см астрографа фотографировались сначала 7, а с 1980 г. — 32 площадки неба размером $10 \times 10^\circ$, включающие около 1500 галактик ярче $m_{\text{ph}} = 15^m$. Эта выборка пока бедна, к 1986 г. зарегистрировано 25 сверхновых ярче $m_{\text{ph}} = 16,5^m$. Преимуществом ее является аккуратная оценка эквивалентного времени наблюдения, определяемого частотой фотографирования площадки и временем, в течение которого СН I и СН II находятся выше предела обнаружения в каждой индивидуальной галактике с учетом кривой блеска, расстояния до галактики, наклона и поглощения. Таким образом в выборке С все возможные коррекции эффектов селекции вводятся при определении эквивалентного времени наблюдений каждой индивидуальной галактики. (Для примера укажем, что наблюдения, проведенные до 1986 г., эквивалентны непрерывному времени патрулирования одной Sbc-галактики со светимостью $10^{10} L_{B\odot}$ около 1500 лет). В табл. 1 приведены результаты оценки абсолютной частоты вспышек сверхновых: в левой части некоторый разумный баланс между списками А и В, в правой части — по списку С. Систематические ошибки результатов могут быть связаны с

Таблица 2

Ожидаемый интервал между вспышками сверхновых в галактиках Местной группы

Галактика	Морфологический тип	M_B	τ , лет
Галактика	Sb – Sbc	– 21,0 ^m	25
M 31	Sb	– 21,67	21
M 33	Sc	– 19,07	110
БМО	Sbm	– 18,43	268
ММО	Im	– 16,99	1008

тем, что все-таки не все вспышки регистрировались во время патрулирования (мы увидим ниже, что бывают аномально слабые сверхновые, примером которых может служить галактический объект Кассиопея А), с передержкой области ядер галактик на фотографиях, с недооценкой поглощения в локальных скоплениях пыли в S-галактиках (но недооценка числа вспышек не превосходит 50%). Случайные ошибки незначительны для богатых сверхновыми морфологических классов, таких как Sc и могут достигать 30% для галактик ранних и очень поздних классов.

Основные результаты подсчетов, требующие объяснения в рамках современных представлений о природе СН I и СН II, сводятся к следующему.

1. Частота вспышек сверхновых растет от эллиптических (E) галактик к галактикам поздних классов (Sdm – Im). Относительно низкая частота вспышек в S0-галактиках по сравнению с E-галактиками и в Sdm – Im по сравнению с Sbc + Sd может объясняться недостаточностью наблюдательного материала.

2. СН I вспыхивают в галактиках всех типов. Это хорошо известный факт, свидетельствующий, во-первых, о том, что непосредственными предшественниками СН I являются маломассивные звезды старого населения E-галактик и, во-вторых, что это не единственный класс звезд, дающих вспышки СН I, поскольку частота СН I растет в галактиках позднего типа, где кончают жизнь молодые массивные звезды.

3. Сверхновые II типа вспыхивают только в спиральных галактиках, и частота их растет в галактиках поздних типов. Уменьшение частоты СН II в Sdm + Sm + Im-галактиках требует объяснения, поскольку это галактики, богатые газом и молодыми звездами. Подробнее статистика выглядит так: до 1985 г. в подтипе Sdm открыто три надежно классифицированных СН I 1963l, 1963i, 1960n и две неклассифицированные СН 1960d и 1950f; в подтипе Sm надежные СН I 1937c, 1960f и неклассифицированные СН 1921a, 1974e, в подтипе Im надежная СН I 1954a и две менее надежно классифицированные СН II 1964h и 1970a. В галактиках с ненадежной классификацией (I, I:) зафиксировано 20 сверхновых, все неклассифицированные.

4. Относительно типа I0 можно только сказать, что вспышки СН I происходят в нем часто и это согласуется с основными положениями статистики, поскольку этот тип примыкает к E-галактикам. В двух I0-галактиках наблюдались по две сверхновые: в NGC 5253 СН 1895a и СН 1972a, в

NGC 4753 — CN 1965i и 1983g. Но корректно учесть эффект поглощения и ориентации в Ю-галактиках невозможно.

Интересно распространить эти среднестатистические оценки на ближайшие галактики — члены Местной группы и в первую очередь на нашу звездную систему — и сравнить их с наблюдениями. В табл. 2 приведен ожидаемый средний интервал между вспышками сверхновых в ярчайших галактиках Местной группы с учетом их морфологического класса и светимости по данным Таммана (1982).

В галактике М31 наблюдалась всего одна вспышка в 1885 г. Эквивалентное время наблюдений М31 составляет не менее 67 лет за истекшее столетие: с 1917 г. ежегодно делалась по крайней мере одна фотография с большим телескопом (предельная звездная величина 18^m или слабее). (Эти данные любезно сообщены А.С. Шаровым.) Отсутствие сверхновых в течение 67 лет при среднем интервале между вспышками $\tau = 21$ год может рассматриваться как статистическая флуктуация с вероятностью $p = 4\%$; вероятность одной, двух и трех вспышек за этот период равна соответственно 13, 21 и 22%, если вспышки подчиняются распределению Пуассона. В остальных галактиках Местной группы из табл. 2 за время систематических наблюдений отсутствие вспышки наиболее вероятно.

В нашей Галактике было зарегистрировано шесть-семь исторических сверхновых за последнее тысячелетие. Отсюда Шкловский (1960а) нашел средний интервал $\tau \approx 30$ –60 лет, и все попытки более или менее корректно оценить эффекты наблюдательной селекции, сделанные разными авторами за истекшие 25 лет, лишь незначительно изменили эту оценку. Мы подробно остановимся на этом вопросе в § 10 и покажем, что средняя частота сверхновых в Галактике, определяемая как по историческим вспышкам, так и по подсчету радиоисточников — старых остатков сверхновых, согласуется с ожидаемым интервалом $\tau = 25$ лет.

Абсолютная величина сверхновых в максимуме блеска может быть определена по видимой величине для сверхновых с известным расстоянием после учета поглощения света в нашей и в материнской галактиках; и если первое делается более или менее надежно, вторая коррекция в спиральных и неправильных галактиках достаточно неопределенна. Поэтому определение $M_{\text{макс}}$ надежно лишь для внегалактических сверхновых с индивидуальными измерениями показателя цвета в максимуме. Принимая средний для CN I и II нормальный показатель цвета в максимуме $(B - V)_0 = -0,15^m$, т.е. $E(B - V) = (B - V)_{\text{макс}} + 0,15^m$, $A_B = 4E(B - V)$, Тамман (1982) определил по 17 CN I в свободных от поглощения E и S0 галактиках: $M_{B \text{ макс}} = -19,69 \pm 0,14^m$, $\sigma(M_B) = 0,58^m$ и по 9 наиболее надежным: $M_{B \text{ макс}} = -19,73 \pm 0,14^m$, $\sigma(M_B) = 0,43^m$.

Сверхновые II типа в среднем слабее CN I и их блеск меняется в более широких пределах. Большая дисперсия и более слабый блеск в максимуме являются свойством CN II, а не следствием недоучета локального поглощения в сильно и неоднородно запыленных спиральных галактиках. Этот вывод следует из гистограммы распределения по абсолютной величине, построенной Цветковым (1986а) для 43 CN I и 14 CN II с индивидуальным измерением $E(B - V)$, показанной на рис. 1. Следует отметить, что изменение значений M_B в пределах от $-18,38^m$ до $-20,88^m$ для CN I не связаны

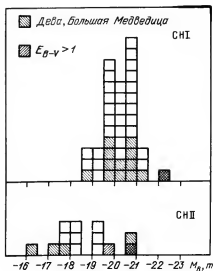


Рис. 1. Распределение яркости в максимуме СН I и СН II с индивидуальными измерениями показателя цвета по данным Цветкова (1986а). (Соответствует постоянной Хаббла $H = 50$ (км · с⁻¹)/Мпк.) Косой штриховкой показаны сверхновые в скоплениях галактик Девы и Большой Медведицы и СН с избытком цвета $E(B - V) > 1$

с погрешностями оценки расстояния и поглощения, так как самая слабая и самая яркая сверхновые в этом интервале находятся в галактиках скопления Девы и имеют $E(B - V) = 0 - 0,1^m$. Интервал изменения блеска СН II с хорошо известным показателем цвета соответствует $M_B = -15,88^m - -20,88^m$.

Все значения здесь приведены для постоянной Хаббла $H = 50$ (км · с⁻¹)/Мпк и не учитывают погрешностей оценки расстояний до материнской галактики, как случайных, так и систематических, обусловленных неопределенностью H . Коррекция последних может быть сделана из соотношения $M_H = M_{50} + 5 \lg(H/50)$.

Кривые блеска строились уже первыми очевидцами галактических сверхновых. Действительно, как примитивную кривую блеска можно рассматривать древние описания типа: "В период Джун-Цин, во второй год, в десятую луну в день Квэй-Хао появилась необыкновенная звезда (указано место в созвездии Центавра). Она была размером с бамбуковую циновку и последовательно показывала пять цветов. Постепенно она уменьшала свой блеск к шестой луне следующего года, когда она исчезла". Увлекательная расшифровка большого числа древних записей такого рода и астрофизические оценки, которые из них следуют, приведены Шкловским (1976а), Кларком и Стефенсоном (1982). Подобные описания сослужили свою службу, так как позволили реставрировать кривые блеска "исторических" сверхновых.

Детальное рассмотрение кривых блеска и спектров сверхновых выходит за рамки этой книги; мы выделим лишь основные признаки, характеризующие сверхновые I и II типов, и важные для понимания природы вспышек и их влияния на межзвездную среду. (Подробный анализ кривых блеска и спектров сверхновых можно найти в монографии Шкловского (1976а), в ряде статей сборников "Сверхновые I типа" (1980) и "Сверхновые"

(1982); обзор литературы сделан Тримбл (1982) и Блинниковым и др. (1986.)

Современный анализ механизма вспышки базируется на сводных кривых блеска — совмещенных кривых блеска нескольких десятков сверхновых. Достаточно богатые сводные кривые блеска были построены в начале семидесятых годов в основном по материалам обсерватории Асыго в Италии (Барбон, 1980; Барбон и др., 1973, 1979) и показали, что в основном все сверхновые подобны друг другу: быстрый рост светимости в течение 3–20 дней, сравнительно плоский максимум шириной около 10 дней и последующий медленный спад на $0,03 - 0,1^m$ в сутки. Скорость падения блеска меняется на спадающей части кривой, формируя плоское плато в некоторых кривых блеска СН II и характерный резкий переход от быстрого уменьшения блеска к медленному экспоненциальному ослаблению практически во всех СН I.

Переход от фотографических к фотоэлектрическим методам наблюдений существенно повысил точность оценок блеска, но основной наблюдательный массив пока еще составляют старые фотографические кривые блеска. Поэтому заслуживает внимание работа Цветкова (1986а) по приведению к единой системе, основанной на новых фотоэлектрических измерениях звезд сравнения, старых фотографических наблюдений обсерватории Асыго, данных "стеклянной библиотеки" Государственного Астрономического института им. Штернберга и своих наблюдений сверхновых, начатых в 1980 г. Построенные Цветковым сводные кривые блеска в полосах B и V показаны на рис. 2 (СН I) и на рис. 3 (СН II). Материалом послужили сведенные в систему фотоэлектрических измерений 15 кривых блеска СН II и 20 наиболее надежных кривых блеска СН I. Характерная погрешность определения блеска составляет $0,1^m$ в области $m = 14 - 16^m$ и $0,2 - 0,3^m$ для $m \geq 17^m$; по-новому проведено совмещение кривых блеска отдельных сверхновых. Барбон, Чиатти и Розино совмещали кривые по возможности на всем протяжении 80 – 100 дней; это сглаживало различия и подчеркивало сходство индивидуальных вспышек. (Не случайно в последнее время появились высказывания о том, что все кривые блеска СН I идентичны, а различия являются следствием ошибок измерений.) Сводные кривые блеска на рис. 2 и 3 получены совмещением отдельных кривых по наилучшему совпадению в околорасширительной части; эталоном служили наиболее полно исследованные вблизи максимума СН 1981в, 1975п, 1971i и 1976в. Такая нормировка к максимуму подчеркивает различия кривых блеска.

Как убедительно доказывает рис. 2, различия кривых блеска СН I реальные и существенно превосходят ошибки измерений. Разделение СН I на две подгруппы (с быстрым и медленным падением блеска), предложенное Барбоном и др. (1973), по-видимому, нецелесообразно; как видим, область между ними равномерно заполнена "промежуточными" кривыми. Более тонкое подразделение СН I, введенное Псковским (1977а) по параметру β , характеризующему скорость падения блеска между максимумом и точкой перегиба кривой M_B , лучше согласуется с наблюдаемым разнообразием форм кривых. Характерные значения β составляют $\beta = 6 - 14^m/100^d$, наблюдается слабая корреляция β со скоростью расширения фотосферы,

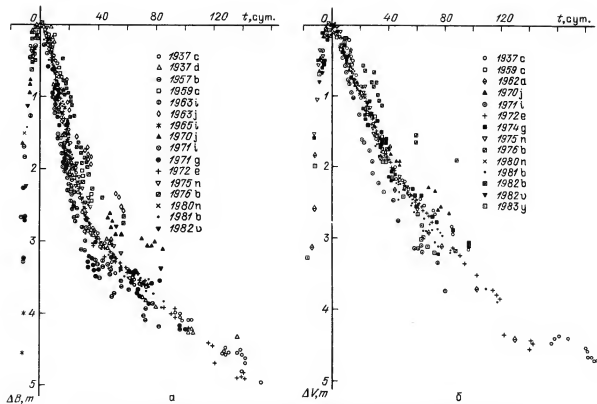


Рис. 2. Сводные кривые блеска СН I в полосах B (а) и V (б) по данным Цветкова (1986а)

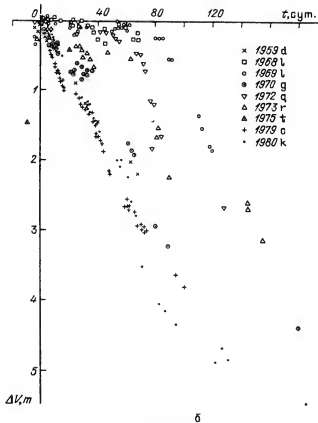
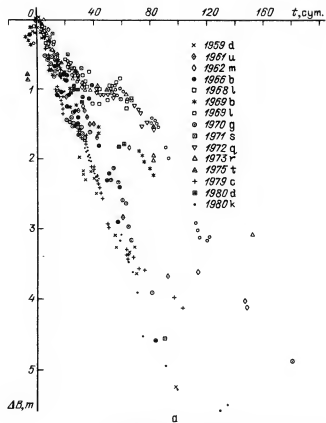


Рис. 3. Сводные кривые блеска СН II в полосах В (а) и V (б) по данным Цветкова (1986а)

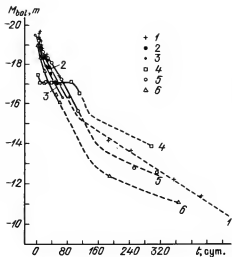


Рис. 4. Боллометрические кривые блеска СН I 1972 е (кривые 1 и 2 по данным многоцветной электрофотометрии и по распределению энергии в спектре); СН I 1981 б (3), СН II с плато 1969 I (4), СН II с линейной кривой блеска 1979 с (5) и 1980 к (6) (Бартунов, Цветков, 1986)

определяемой по абсорбционному завалу яркой линии Si II 6347 Å в спектре, и с $M_{\text{макс}}$: чем быстрее падает блеск СН I, тем меньше скорость расширения и слабее блеск в максимуме (Псковский, 1977б; 1984; Бранч, 1982).

На сводных кривых M_B сверхновых I типа четко выделяются три периода:

1. Быстрое падение блеска со скоростью $\Delta M_B \approx 0,1^m$ в сутки до точки перегиба, сопровождающееся ростом показателя цвета $B - V$ от $\sim 0^m$ до $\sim 1^m$ за 30–40 дней. Изменение M_V в этот период составляет $\Delta M_V \approx 0,06^m$ в сутки.

2. Довольно продолжительный переходный период, характеризующийся резким уменьшением скорости падения блеска $\Delta M_B \approx 0,01 - 0,02^m$ в сутки. Изменение M_V при этом остается значительным: $\Delta M_V \approx 0,03 - 0,05^m$ в сутки, а в красной области скорость падения блеска даже увеличивается. Показатель цвета $B - V$ убывает от $\sim 1^m$ до $\sim 0 - 0,5^m$ в период от 30–40^d до 90–120^d.

3. Экспоненциальное падение блеска во всех диапазонах с одинаковой скоростью $0,01 - 0,02^m$ в день.

Кривые блеска сверхновых II типа гораздо разнообразнее по форме; наиболее отчетливое различие, позволяющее выделить две подгруппы СН II, — наличие и отсутствие плоского плато (см. рис. 3). Это свойство, возможно, коррелирует со спектральными различиями (Панагия и др., 1980). На поздней стадии СН II, подобно СН I, характеризуются экспоненциальным падением блеска со скоростью $\sim 0,01^m$ в сутки. Показатель цвета $B - V$ СН II меняется от $\sim -0,15^m$ в максимуме до $\sim +1^m$ через 30–40 суток, затем изменение цвета полностью определяется сильными эмиссионными линиями в спектре. Показатель цвета $U - B$ увеличивается за тот же период от $\sim -1^m$ до $\sim 0^m$, после чего покраснение уменьшается. Кривые блеска в полосе U практически одинаковы для сверхновых обоих типов, плато в СН II на кривой M_U не наблюдается.

Современные фотозлектрические наблюдения в широком диапазоне длин волн позволяют строить болометрические кривые блеска либо путем интегрирования спектров, либо по данным *UBVRJHK*-многоцветной фотометрии с привлечением измерений в ультрафиолетовом диапазоне, например, полученных специализированной обсерваторией IUE. Болометрические кривые блеска, построенные пока лишь для пяти сверхновых разных типов, показаны на рис. 4. Бросается в глаза их сходство для СН I и СН II без плато: быстрое уменьшение блеска на $\sim 5-6^m$ за 90–100 дней сопровождается более медленным линейным падением блеска. Болометрическая светимость в максимуме достигает для этих вспышек $(2-3) \cdot 10^{43}$ эрг \cdot с $^{-1}$; впрочем, на рисунке представлены наиболее яркие сверхновые, среднее значение L_{bol} может быть несколько ниже. Из-за дефицита ультрафиолетового излучения болометрическая поправка сверхновых I типа положительна. На поздних стадиях $t \geq 80-100^d$ различие болометрических кривых блеска СН I и СН II без плато возрастает.

Ход болометрической кривой блеска СН II с плато, построенной, правда, лишь для одного объекта — СН 1969I, резко выделяется на всех стадиях.

Спектры сверхновых характеризуются ярким континуумом с большим числом линий и полос — бленд разных линий. Частокол этих линий в спектрах СН I так густ, что в течение десятилетий не поддавался расшифровке. Первый шаг, заложивший основы современной интерпретации спектров СН I, сделан Псковским (1968) и Мустелем (1971, 1972, 1973). Не касаясь деталей, отметим главные характеристики спектров. Распределение энергии в непрерывном спектре достаточно хорошо представляется излучением черного тела, и это сразу дает грубую оценку радиуса фотосферы по светимости: $L = 4\pi R_f^2 \sigma T^4$. Многие линии имеют форму, характерную для звезд типа Р Суг, — эмиссионная длинноволновая часть и абсорбционная коротковолновая, что является признаком образования линий путем резонансного рассеяния в расширяющейся атмосфере. Многочисленные линии в спектре позволяют определить скорость разлета газа по доплеровскому смещению или, еще точнее, по абсорбционной детали профиля типа Р Суг, в слое, где образуется соответствующая линия. Спектры СН I, как и кривые блеска, удивительно единообразны и одинаково меняются со временем; спектры СН II сильно различаются между собой и это прямым образом связано с большим разнообразием кривых блеска этого типа.

Непрерывный спектр СН II соответствует температуре $T \approx (10-15) \cdot 10^3$ К в максимуме, цветовая температура падает до $T \approx (5-7) \cdot 10^3$ К спустя несколько десятков дней и до $T \approx 4000$ К — спустя сотни дней. Скорость расширения на уровне фотосферы уменьшается от $(10-17) \cdot 10^3$ км \cdot с $^{-1}$ в максимуме до $(5-6) \cdot 10^3$ км \cdot с $^{-1}$ через десятки и до $(1-2) \cdot 10^3$ км \cdot с $^{-1}$ — через сотни дней. Это не замедление, а "просветление" оболочки; по мере расширения выброса мы наблюдаем все более глубокие слои, характеризующиеся меньшей скоростью. Температура и скорость расширения на уровне фотосферы у СН I вблизи максимума несколько выше, чем у СН II, но различия не выходят за границы приведенных значений. Радиус фотосферы меняется в пределах $\sim 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ см, сначала увеличиваясь из-за

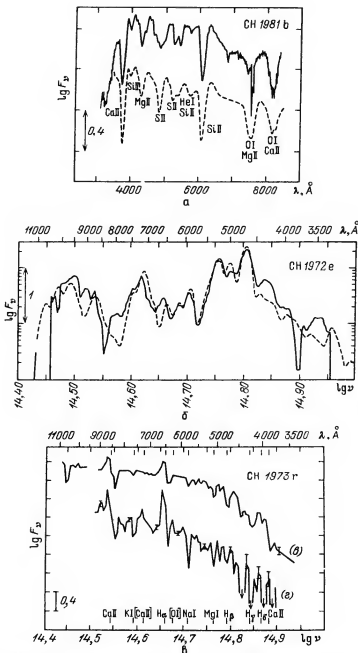


Рис. 5. Наблюдаемые (сплошная линия) и синтетические (штриховая линия) спектры CH I и CH II: а – CH I 1981 b вблизи максимума; б – CH I 1972 e $t = 260^d$; в, з – CH II 1973 r $t = 26^d$ (в); $t = 128^d$ (з) по данным Аксельрода (1980), Бранча (1982), Киришера, Квана (1975)

расширения оболочки примерно в 5 – 10 раз, затем уменьшаясь из-за про-светления.

Наиболее интенсивные линии в спектре СН I вблизи максимума принадлежат He, O, Mg, Si, S, Ca; в стадии экспоненциального падения блеска яркость непрерывного спектра уменьшается и появляются сильные полосы – бленды большого числа линий железа [FeII] и [FeIII]. На рис. 5, а показаны наблюдаемый и расчетный "синтетический" спектры сверхновой I типа СН 1981b вблизи максимума по данным Бранча (1982). При построении синтетического спектра считалось, что межзвездное поглощение равно $A_V = 0,3^m$, цветовая температура и скорость расширения на уровне фотосферы в максимуме соответствуют $T = 17\,000\text{ K}$, $v = 12\,000\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Через 15 – 20 дней после максимума в спектре СН 1981b еще были видны линии CaII, SiII и, может быть, OI, но MgII и SII исчезли и появились яркие полосы FeII. На рис. 5 б показан спектр СН I 1972e в более поздней фазе $t = 260$ дней и синтетический спектр, построенный Аксельродом (1980) для оболочки, содержащей ^{56}Ni в количестве 0,4 – 1 M_\odot и продукты его распада ^{56}Co и ^{56}Fe , и расширяющейся со скоростью $(5-8) \cdot 10^3\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Синтетические спектры хорошо согласуются с наблюдаемыми, если оболочка предполагается двуслойной: внутренний слой, расширяющийся со скоростью не более $8000\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, содержит около 0,7 M_\odot ^{56}Ni и продукты его распада, и внешний, содержащий более легкие элементы, такие как Ca, Si, C, O, Mg. При этом относительное содержание водорода в оболочке ничтожно, отношение Si/H по крайней мере в 100 раз больше, чем в плазме солнечного состава (Мустель, Чугай, 1975).

Спектр СН II вблизи максимума практически непрерывный с единственной эмиссионной линией H_α (см. рис. 5 в, г). Позднее появляются другие линии водорода в излучении и поглощении, линии поглощения CaII, NaI, FeII. На поздних стадиях преобладают линии излучения H_α , [OI], CaII 8600 Å и [CaII] 7300 Å, бленды излучения FeII. По сравнению с СН I химический состав оболочек СН II ближе к нормальному. Относительные интенсивности в спектре наиболее изученной СН 1970g соответствуют обилию Ca, Fe, Na, близкому к составу плазмы Солнца, и на порядок повышенному содержанию O при полной массе оболочки около 3–4 M_\odot (Чугай, 1982). Масса водорода определяется менее уверенно; спустя 100 суток после вспышки масса ионизованного водорода составляет $M(\text{H}^+) \approx 0,1 M_\odot$ и масса нейтрального водорода существенно выше. Излучение в линиях Fe в спектре этой сверхновой на стадии $t \approx 250$ суток по крайней мере в 40 раз ниже, чем в СН I 1972e в этой же фазе, что свидетельствует о близком к нормальному обилию железа в оболочке СН II и дает массу ^{56}Ni не более 0,01 M_\odot .

Следует отметить, что наблюдаются вспышки, не поддающиеся четкой спектральной классификации, у которых спектр свидетельствует о принадлежности к одному типу, а кривая блеска – к другому; примером служит СН 1957a. Среди сверхновых с аномальным спектром примечательна СН 1985f (Филипенко, Саргент, 1985). Этот объект не похож ни на СН I, ни на СН II и, возможно, является единственным пока представителем вспышки, приводящей к образованию "богатых кислородом" остатков типа Кассиопеи А (см. § 4). В спектре сверхновой видны очень сильные

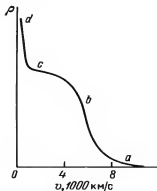


Рис. 6. Распределение плотности в зависимости от скорости в оболочке СН II 1970g по данным Чугаев (1981); качественная схема

широкие эмиссионные линии ОI, ОII, и совсем нет линий водорода и гелия. Крылья линий соответствуют скорости до $\pm 15\,000\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, блеск в максимуме был на несколько величин слабее, чем у "нормальных" СН I и СН II (СН 1985 f относится к подгруппе СНIb, см. примечание на с. 280).

Очень важный вопрос — распределение массы, скорости и химического состава вдоль радиуса разлетающейся оболочки. В принципе, на него можно ответить, сопоставляя наблюдаемый спектральный профиль линий большого числа элементов с расчетным для разных моделей оболочки. На деле исследования такого рода очень сложны как в отношении теоретического моделирования профиля, так и в отношении наблюдений, поскольку требуется длительный ряд наблюдений с высоким спектральным разрешением и выделение изолированных линий, что особенно трудно в СН I. Поэтому результаты такого сопоставления, проведенного пока лишь для нескольких наиболее ярких вспышек, дают только грубую схему оболочки. Как и следовало ожидать, СН II сильно различаются между собой.

Форма линии H_β в СН II 1969I лучше всего представляется моделью протяженной свободно расширяющейся оболочки с монотонно падающей наружу плотностью (Киришнер, Кван, 1974).

Распределение плотности в зависимости от скорости в оболочке СН 1970g, полученное Чугаев (1982) из анализа профиля линий H_α и NaI , показано на рис. 6. Оболочка на этой стадии разлетается свободно ($R \propto vt$), поэтому распределение вещества по радиусу имеет тот же вид. Интервал, обозначенный на рисунке "b — c", содержит основную массу выброшенного при вспышке вещества. С этим газом связано излучение континуума на стадии плоского плато и излучение в линиях H_α и [OI] в экспоненциальной части кривой блеска.

Сверхновая II типа СН 1979c характеризуется кривой блеска без плато и выделяется среди других распределением плотности и кинематикой выброса. На ранней стадии от максимума до $40\text{--}50^d$ температура на уровне фотосферы падает от 11 000 до 7000 К; яркая линия H_β и другие детали оптического спектра образуются в тонком внешнем слое выброса толщиной около 0,1 радиуса фотосферы, расширяющемся со скоростью около $10^4\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Позднее, через 70 дней после вспышки, наблюдаются яркие линии H_α и NaI во внешнем слое выброса, движущемся со скоростью около

$7000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и, возможно, выделяющемся некоторым увеличением плотности на фоне монотонного падения плотности наружу (Бранч и др., 1981). В этот же период наблюдается большое число ультрафиолетовых линий NV, SiIV, CIV и других элементов в высокой стадии ионизации. По всей вероятности, эти линии образуются в геометрически тонком слое $\tau > 1$ вблизи фотосферы, где плотность близка к значению $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а скорость — около $8400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Франсони и др., 1984).

Классический оптический диапазон исследований продолжен в инфракрасную, ультрафиолетовую и рентгеновскую области, но наблюдениями охвачены лишь последние события (наиболее детально исследованы СН 1979с и СН 1980к). В отличие от СН 1979с, ультрафиолетовый спектр СН 1980к лишен эмиссионных деталей. Непрерывное излучение обеих сверхновых II типа продолжает оптическую эмиссию с избытком в области $\lambda \approx 1600 \text{ Å}$ по сравнению со спектром черного тела. Спектр СН I (в ультрафиолетовой области наблюдались СН 1980l, СН 1981n и СН 1982b) продолжает оптическую эмиссию, но с заметным дефицитом по сравнению с излучением черного тела с $T_{\text{эф}} \approx 9000 \text{ К}$. Единственная деталь в области 2950 Å пока не отождествлена (см. Шевалье, 1984а и ссылки там).

СН 1980к наблюдалась в рентгеновском диапазоне: через 35 дней после оптического максимума светимость в области $0,2 - 4 \text{ кэВ}$ соответствовала $L_{(0,2-4 \text{ кэВ})} = 2 \cdot 10^{39} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и упала вдвое еще через 50 дней (Канизарес и др., 1982). (В другие периоды измерения не проводились.) Рентгеновская эмиссия может быть обусловлена тепловым излучением выброса, нагретого при взаимодействии с газом ветра предсверхновой (Шевалье, 1982а). Рентгеновское излучение СН 1979с не обнаружено; при разумных предположениях о потере вещества предсверхновой оно должно было быть близко к предельной чувствительности рентгеновской обсерватории "Эйнштейн".

Две вспышки II типа СН 1979с и СН 1980к наблюдались в инфракрасной области (см. Тримбл, 1982; Шевалье, 1984а, Блинников и др. 1986 и ссылки там). Вблизи максимума их инфракрасная светимость не превышала 4–5% оптической, но из-за более медленного падения блеска преобладала уже через 200–300 дней. Инфракрасный спектр вблизи максимума соответствует $T_{\text{эф}} \approx 5000 \text{ К}$, но плохо представляется излучением плазмы единой температуры. Значительный избыток по сравнению с чернотельным на поздней стадии $t \geq 200$ дней может быть обусловлен излучением пыли, сконденсировавшейся в расширяющейся оболочке, или, что более вероятно, перензлучением оптической эмиссии на околозвездной пыли. Последняя может быть связана с ветром предсверхновой. В этом случае необходим темп потери массы около $\dot{M} = 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, что, как мы убедимся в § 11, типично для сверхгигантов. В инфракрасной области наблюдались также четыре СН I: 1972е, 1980n, 1981b и 1981n, их спектр продолжает оптическую эмиссию с дефицитом по сравнению с чернотельным вблизи максимума и с вторичным максимумом через ~ 30 дней после оптической вспышки.

Радиоизлучение сверхновых. В 1971 г. в галактике М 101, где за год до этого вспыхнула СН 1970g, был обнаружен яркий радиисточник (Аллен и др., 1976 и ссылки там). Это были первые наблюдения "ра-

диосверхновой". Десять лет спустя наблюдалось радиоизлучение SN 1979c (Вейлер и др., 1981) и SN 1980k (Шрабек и др., 1980); все три вспышки принадлежат к типу II. Общим для этих сверхновых свойством является запаздывание радиомаксима по сравнению с оптическим. Кривые "радиоблеска" показаны на рис. 7а; в общих чертах они напоминают оптические кривые блеска SN II. Резкий рост потока радиоизлучения сопровождается более плавным спадом, выходящим на плато; максимум на волне 20 см достигается примерно на 100 дней позже, чем на 6 см; через ~500 дней наблюдается слабое увеличение потока. Радиосветимость в максимуме составляет $2 \cdot 10^{26} - 2 \cdot 10^{27} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$, что на 1–2 порядка выше светимости молодых галактических остатков вспышек; степень линейной поляризации не превышает 1%. Спектр радиоизлучения становится более плоским со временем: изменение спектрального индекса в области 1,5 – 5 ГГц для SN 1979c и 1980k показано на рис. 7б. Как видим, изменение крутизны спектра уменьшается со временем, и можно предположить, что спектральный индекс асимптотически приближается к значению $\alpha \approx -0,2 - 0,5$, типичному для радиоизлучения остатков сверхновых, см. § 9.

Сразу после открытия радиоизлучения SN II возник вопрос, сопровождаются ли радиовспышкой SN I, ответ на который имеет принципиальное значение для выяснения природы радиозмиссии сверхновых. Ни одна из SN I не была обнаружена в радиодиапазоне вплоть до 1983 г. Ситуация отчасти прояснилась, когда было открыто радиоизлучение SN 1983п I типа в галактике M83 (Шрабек и др., 1984). Кривая радиоблеска SN 1983п, показанная на рис. 7в, резко отличается от кривых блеска сверхновых II типа. Радиовспышка была замечена за 11 дней до оптического максимума, падение радиосветимости происходит по закону $S_\nu \propto t^{-1,59}$, т.е. значительно быстрее, чем у SN II; спектральный индекс в диапазоне 6–20 см соответствует $\alpha = -1,04 \pm 0,11$. Радиосветимость этой сверхновой в максимуме составляла около $10^{27} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$ на волне 6 см, что сравнимо со светимостью наиболее ярких SN II.

Теперь стали понятны отрицательные результаты поисков радиоизлучения предшествующих SN I: все они проводились лишь спустя несколько месяцев после оптической вспышки, когда радиосветимость падает на порядок, судя по наблюдениям SN 1983п.

Единственное исключение — SN 1981b, которая наблюдалась достаточно рано высокочувствительной системой VLA и была бы обнаружена, будь она тождественна SN 1983п. И здесь встает принципиально важный вопрос: типична ли вспышка SN 1983п? Учитывая, что ежегодно открывается несколько SN I, ответ на него не заставит себя ждать.

Уже появились определенные указания на некоторую аномальность SN 1983п, сходного с ней объекта SN 1984l в NGC 991 и еще нескольких сверхновых (Уилер, Левро, 1985). По мнению авторов эти сверхновые, выделяющиеся по оптическому спектру (отсутствие Si при нормальном количестве Fe и Ca), образуют подгруппу SN I, связанную с более массивными предсверхновыми. Возможно, радиоизлучение в максимуме присуще только этому подтипу (см. примечание на с. 280).

Является ли синхротронное радиоизлучение сверхновых начальной стадией радиоизлучения молодых остатков, таких как Крабовидная туман-

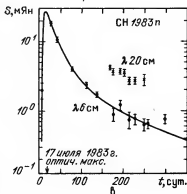
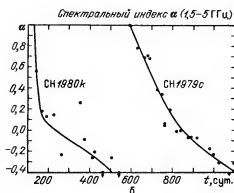
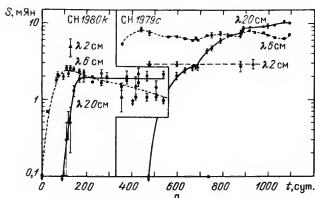
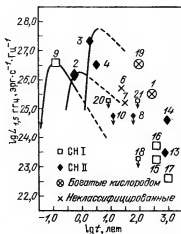


Рис. 7. Радиоизлучение сверхновых: а — кривые "радиоблеска" СН II 1979 с и 1980 к, б — изменение спектрального индекса $\alpha(S_\nu, \alpha_\nu d)$ для тех же сверхновых по данным Вейлсера и др. (1983), время отсчитывается от оптического максимума; в — кривая "радиоблеска" СН I 1983 п согласно Шрамеку и др. (1984), оптический максимум указан стрелкой

Рис. 8. Радиосветимость сверхновых и молодых остатков по данным табл. 3 и (Кован, Бранч, 1985). Цифры от 1 до 12 соответствуют порядковому номеру в таблице; показаны также 3С 58 — 13, Крабовидная туманность — 14, СН Кеплера — 15, СН Тихо Браге — 16, СН 1006 — 17, S And в М 31 — 18, остаток в NGC 4449 — 19, СН 1972е — 20, СН 1895 б — 21. Мелкими значками со стрелкой показан верхний предел для необнаруженных объектов. Сплошной линией проведены наблюдаемые кривые радиоблеска сверхновых, штриховой — их экстраполяция в модели Шевалье (1984 б)



ность, Кассиопея А, СН Тихо Браге и Кеплера, или хотя бы одного из этих трех типов? Для ответа на этот вопрос необходимы наблюдения радиосверхновых на разных стадиях после вспышки — от нескольких дней до нескольких столетий. С этой целью проводятся поиски радионисточников, связанных с внегалактическими сверхновыми; результаты их суммированы в табл. 3 и на рис. 8. Как видим, наблюдения сверхновых в галактике М83 заполняют пробел между радиосверхновыми и молодыми радиоостатками. Через несколько лет станет ясно, что представляют собой эти объекты промежуточного возраста: уменьшающие блеск радиосверхновые или начинающие формироваться радиоостатки, яркость которых растет на этой стадии. Прецизионные наблюдения изменения потока радионизлучения этих объектов уже начаты (см. Кован, Бранч, 1985).

Для объяснения радионизлучения сверхновых сразу же были предложены два механизма. Согласно Шкловскому (1981а), Пачини, Сальвати (1981), Бандьере и др. (1984) эмиссия СН II обусловлена облаком релятивистских частиц и магнитным полем, генерируемыми молодым быстро вращающимся ($P \leq 10$ мс) пульсаром. Подробнее о синхротронном радионизлучении, источником энергии которого является потеря энергии вращения при замедлении молодого пульсара, мы будем говорить в § 9. В начальной стадии сброшенная при вспышке оболочка сверхновой полностью непрозрачна для радионизлучения, возникающего в пульсарном ветре. При характерной массе $3-4 M_{\odot}$ и скорости $\sim 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ оптическая толща для свободно-свободного поглощения в выброшенной оболочке, еще не нагретой возвратной ударной волной и имеющей температуру около $(1-2) \cdot 10^4 \text{ К}$, составляет $\tau_{\text{св-св}} \approx 10^6 - 10^8$. Чтобы связанное с пульсаром радионизлучение сверхновой наблюдалось на этой стадии, необходимо предположить большую скважность выброшенной оболочки, практически — выброс, состоящий из мелких плотных сгустков. Клочковатая структура может быть следствием неустойчивости Рэлея — Тейлора, возникающей при взаимодействии пульсарного ветра с выброшенной оболочкой (Бандьера и др., 1983). И хотя наблюдения свидетельствуют, что выброс действительно характеризуется клочковатой структурой (см. § 2, 4), этот механизм не объясняет радионизлучение сверхновых I типа, коль скоро мы убеждены, что только СН II, но не СН I сопровождаются образованием пульсара.

Принципиально иной механизм радионизлучения сверхновых рассмотрен Шевалье (1981, 1982а, 1984а, б). Истечение вещества массивной предсверхновой образует вокруг звезды область, заполненную газом ветра, плотность которого падает с расстоянием как $\rho \propto R^{-2}$. Взаимодействие выброшенной при вспышке оболочки (плотность которой также неоднородна) с газом звездного ветра неустойчиво по критерию Рэлея — Тейлора. Возникающие из-за неустойчивости турбулентные движения на границе выброса и ветра запутывают магнитные силовые линии и ускоряют релятивистские частицы подобно тому, как это происходит при переходе молодого радиоостатка в стадию адиабатического расширения (Галл, 1973; см. также § 9). Эффективность этого механизма, судя по радионаблюдениям остатков сверхновых, достаточна для объяснения радионизлучения СН 1979с и СН 1980к, если интенсивность истечения предсверхновой составляет $(1-5) \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ при однородном ветре, и еще меньше, если ветер

Т а б л и ц а 3

Радиоизлучение сверхновых

Сверхновая	Тип	Возраст ^{*)} , лет	Галактика	Расстояние, Мпк	F_6 см, мЯи	α ($F \propto \nu^\alpha$)	Ссылка
1 Кассиопея А		320	Галактика	0,0028	$9 \cdot 10^5$	- 0,77	
2 1980k	II	0,5	NGC 6946	10	3	Рис. 7	Вейлер и др. 1983
3 1979c	II	1,3	NGC 4321	23	8	Рис. 7	" " "
4 1970g	II	1	M 101	7	5		" " "
5 1981b	I	1	NGC 4536	20	0,06		" " "
6 1957d	?	27	M 83	7	1,9	- 0,25	Кован, Бранч, 1984
7 1950b	?	34	M 83	7	0,5	- 0,4	" " "
8 1923a	II	61	M 83	7	0,7	- 0,3	" " "
9 1983n	I	0,14 } 1	M 83	7	10 0,8	- 1,04	Шрабек и др., 1984
10 1968l	II	13	NGC 5236	4	0,3 (20 см)		Кован, Бранч, 1982
11 1968d	II	11	NGC 6946	10	$\leq 0,6$		Улмер и др., 1980
12 1939c	II	40	NGC 6946	10	$\leq 0,6$		" " "

*) Возраст соответствует эпохе измерений потока.

клочковатый. Такая потеря вещества вполне реальна для сверхгигантов — предшественников вспышек II типа. Но хотя предсказанное Шевалье изменение радиосветимости — $S_\nu \propto t^{-1,6}$ — идеально совпадает с кривой блеска СН 1983п, столь сильное истечение трудно ожидать в сверхновых I типа, если их предшественником являются сильно проэволюционировавшие маломассивные звезды, лишенные водородной оболочки. Чтобы снять противоречие, Шрамек и др. (1984) предположили, что вспышка СН 1983п произошла в двойной системе, образованной красным сверхгигантом в паре с белым карликом. В этом случае сверхгигант может быть источником звездного ветра, а белый карлик дал вспышку СН I после того, как его масса превысила чандрасекаровский предел из-за аккреции вещества, перетекающего со сверхгиганта (см. примечание на с. 280).

§ 2. ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ I ТИПА:

СН ТИХО БРАГЕ (1572 г.), СН КЕПЛЕРА (1604 г.) И СН 1006

Только две сверхновые в Галактике — СН 1572 и СН 1604 — наблюдались астрономами-профессионалами. Сверхновая Кеплера к тому же вспыхнула в той области неба, где в это время наблюдались Марс и Юпитер в соединении. Поэтому оба события были описаны подробно, с привязками блеска к соседним звездам, и их кривые блеска, построенные Бааде (1943) по наблюдениям очевидцев, мало отличаются от современных кривых блеска внегалактических сверхновых. Мы начнем анализ остатков исторических сверхновых именно с этих двух объектов, поскольку они достаточно надежно классифицированы по кривым блеска и описанию цвета как СН I.

Остаток СН Тихо Браге (1572 г.). Когда нужно привести пример типичного остатка СН I типа, речь прежде всего заходит о вспышке 1572 г. Блеск сверхновой в максимуме достигал $m_V = -4,0^m$ при расстоянии около 3 кпк согласно Кларку и Стефенсону (1982); Псковский (1978а) приводит $m_V = -4,5 \pm 0,2^m$, $E(B - V) = 0,64^m$, $A_V = 2,11^m$ и расстояние $r = 5,1$ кпк.

Первые оценки кинематического расстояния по поглощению в линии 21 см давали значение $r = 5-6$ кпк. Современные наблюдения (Шварц и др., 1980) показали, что абсорбционные детали линии наблюдаются на скорости $+8 \leq v_{\text{LSR}} \leq -50$ км · с⁻¹, а на меньшей они значительно слабее и могут быть связаны с локальным возмущением межзвездного газа в окрестности остатка*) (см. также Хенбест, 1980). Это дает кинематическое расстояние около 4–4,5 кпк, но в направлении Персея рукава кинематическое расстояние ненадежно из-за возможных отклонений от чисто круговой модели вращения Галактики. Наблюдения Албинсона и Галла (1982) дают кинематическое расстояние 2–2,5 кпк.

По эмпирической зависимости поверхностной радиояркости от линейного размера остатков сверхновых (так называемой $\Sigma(D)$ -зависимости, см. § 9) расстояние до СН Тихо Браге соответствует 5 кпк (Милн, 1979а). Но если подтвердится подозрение Туохи и др. (1983б), что остатки сверх-

*) Здесь и всюду далее v_{LSR} — скорость, приведенная к Местному стандарту по коя.

новых этого типа имеют систематически более низкую радиояркость, то $\Sigma(D)$ -зависимость дает завышенное значение.

Еще одна оценка — по угловому размеру и возрасту, если принять в качестве верхнего предела скорости расширения скорость на уровне фотосферы СН I $V_0 = 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, дает расстояние $r \leq 4$ кпк. Это верхняя граница расстояния, поскольку оценка не учитывает возможное торможение оболочки.

Приведенные цифры характеризуют точность оценки расстояния до хорошо изученного остатка сверхновой, вспышка которой была зарегистрирована. Мы примем расстояние до СН Тихо Браге $r = 3$ кпк и вот на каком основании. В том же рукаве Персея находится остаток сверхновой Кассиопея А, расстояние до которого $r = 2,8$ кпк найдено единственным действительно точным методом — из сопоставления лучевых скоростей и собственных движений двух сотен волокон (см. § 4). В направлении Кассиопеи А наблюдается большое число линий поглощения HI, CO, формальдегида, высоковольтного углерода и др. (сводка данных приведена Лозинской и др. (1986)). Абсорбционные детали видны на тех же скоростях $2 \leq v_{\text{LSR}} \leq -48 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, что и в остатке СН Тихо Браге. Угловое расстояние между двумя остатками около 8° , самые глубокие детали профиля линий в них повторяют друг друга, и можно думать, что поглощение обусловлено одними и теми же крупномасштабными молекулярными облаками, т.е. расстояния до двух объектов примерно одинаковы.

В 1949 г. Бааде с помощью 5-метрового телескопа обсерватории Маунт Паломар получил высококачественные фотографии в красной области спектра той части неба, где была зафиксирована вспышка СН 1572. На фотографиях была обнаружена туманность: протяженные, тонкие, довольно яркие волокна, образующие неполную оболочку размером около $8'$. В спектре свечения туманности видны только бальмеровские линии водорода H_α и H_β , все попытки найти обычные для остатков сверхновых линии [OII], [OIII], [NII], [SII] и др. до сих пор не увенчались успехом (Киршнер, Шевалье, 1978).

В линиях H_α и H_β можно выделить две компоненты: узкую, сравнимую с инструментальным профилем и широкую, ширина которой по уровню $1/2$ максимальной интенсивности соответствует $\Delta v = 1800 \pm 200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Полные интенсивности широкой и узкой компонент примерно равны, $I(H_\alpha) \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, центр тяжести линии смещен относительно нулевой лучевой скорости не более чем на $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Шевалье и др., 1980).

Тонкие оптические волокна расположены на внешней границе протяженного нетеплового радиоисточника, характеризующегося ярко выраженной оболочечной структурой (см. рис. 9).

Радионаблюдения с высоким угловым разрешением (Хенбест, 1980; Клейн и др., 1979; Диксел, Джонес, 1985 и ссылки в этих работах) дали следующие параметры радиоостатка: внешний радиус оболочки $218 \pm 7''$ в юго-западном и $257 \pm 7''$ в северо-восточном секторах, толщина $\Delta R/R \approx 0,25$, оболочка довольно однородна и окружена тонким римом. Спектр радиоизлучения нетепловой: $\alpha = -0,53$ и не меняется ни в оболочке, ни в центральной области более чем на $\Delta \alpha = 0,1$. (Встречавшиеся в литературе указания на различия спектра центральных и периферийных областей не

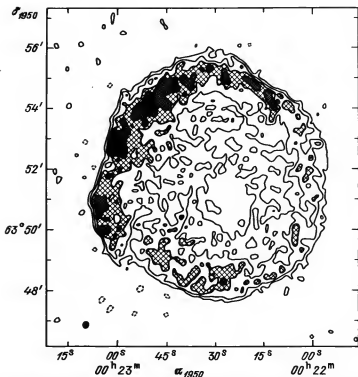


Рис. 9. Радиоизофоты остатка СН Тихо Браге на частоте $\nu = 2,7$ ГГц по данным Хенбеста (1980)

подтвердился.) Оптические волокна сконцентрированы в трех ярких районах на периферии радиоостатка, здесь же наблюдаются усиление деполаризации радионизлучения на 5 ГГц и некоторое искажение правильной сферической формы оболочки — "запаздывание" ее внешней границы. Такая картина понятна, если предположить, что оболочка расширяется в среде, плотность которой несколько различается: $n_0 \approx 0,2 \text{ см}^{-3}$ на юго-западе и $n_0 \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$ на северо-востоке, и сталкивается с тремя плотными облаками $n_{0 \text{ обл}} \geq 1 \text{ см}^{-3}$ в области усиления оптической яркости и деполаризации.

Сравнение фотографий туманности, полученных в главном фокусе 5-метрового телескопа в период 1949–1974 гг., позволило выявить разлет системы волокон из центра со средней угловой скоростью $\mu = 0,20 \pm 0,3''/\text{год}$ (Кампер, ван ден Берг, 1978). Прецизионные наблюдения ярких радиоконденсаций, проведенные на Вестерборкском радиотелескопе и относящиеся к эпохам 1971 и 1979 гг., дали среднюю скорость собственных движений $\mu = 0,256 \pm 0,026''/\text{год}$ (Стром и др., 1982). Как видим, результаты полностью согласуются, причем точность радионаблюдений на порядок выше. (Автор прекрасно помнит, с каким энтузиазмом воспринимались первые радионаблюдения с угловым разрешением около $10''$!)

При расстоянии 3 кпк линейная скорость расширения равна $3600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Средняя скорость, определяемая угловым размером и возрастом остатка, соответствует $\langle \mu \rangle = R/t = 0,55''/\text{год}$. Различия средней и наблюдаемой "мгновенной" скорости расширения, вообще говоря, могут быть объяснены двояко. Во-первых, различия могут быть связаны с тем, что остаток уже затормозился и вступил в адиабатическую фазу расширения (см. § 8). В этой стадии $\dot{R} \equiv \mu = 0,4(R/t) = 0,4\langle \mu \rangle$ и ожидаемое отношение $\mu/\langle \mu \rangle = 0,4$ согласуется с наблюдаемым $\mu/\langle \mu \rangle = 0,47 \pm 0,05$. Во-вторых, различия $\langle \mu \rangle$ и μ могут быть связаны с влиянием возвратной ударной волны, замедляющей видимое расширение остатка. Последняя возникает в начальный момент торможения, когда масса сгребенного межзвездного газа достигает массы выброса, и распространяется по расширяющемуся выбросу к центру. Если остаток еще не вступил в адиабатическую стадию и излучает в основном выброшенный, а не сгребенный газ, наблюдаемая скорость расширения может быть ближе к скорости возвратной ударной волны, чем к скорости быстрой ударной волны, распространяющейся по межзвездному газу.

В сверхновой Тихо Браге излучение выброса и сгребенного межзвездного газа надежно разделяется по наблюдениям в рентгеновском диапазоне. Рентгеновское излучение остатка было открыто в 1967 г. и с тех пор детально исследуется (Фаббiano и др., 1980; Бзккер и др., 1980б; Рейд и др., 1982; Сьюард и др., 1983а и более ранние работы). Спектр в диапазоне энергий 0,15–25 кэВ плохо представляется излучением оптически тонкого слоя плазмы единой температуры, это общее свойство молодых остатков. Лучше всего согласуется с наблюдениями модель двухтемпературной плазмы с характерными значениями температуры $(7-8) \cdot 10^6 \text{ К}$ и $(7-8) \cdot 10^7 \text{ К}$ (Правдо и др., 1980). Завал в области низких энергий объясняется межзвездным поглощением. С учетом поглощения при полном числе атомов водорода на луче зрения $N_H = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ светимость остатка составляет $L_{0,15-4,5 \text{ кэВ}} = (6-7) \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ (Рейд и др., 1982). В спектре наблюдается большое число линий тяжелых элементов в высокой стадии ионизации; наиболее яркие — гелиевоподобные линии Si и S, а также линии Ag (см. рис. 38). Мы увидим в § 7, что количественная интерпретация рентгеновских спектров молодых остатков неоднозначна, несмотря на высокую информативность рентгеновского диапазона. За фронтом быстрой ударной волны в молодом остатке ионизационная температура "отстает" от электронной температуры, которая в свою очередь отстает от кинетической температуры ионов. В результате создается впечатление двухтемпературного спектра с недостатком высокотемпературных линий и низкотемпературного континуума. Это может привести к завышенной оценке содержания тяжелых элементов, определяемого по интенсивности линий рентгеновского спектра. Но и с учетом этого в остатке сверхновой Тихо Браге наблюдается повышенное обилие элементов группы кремния (Si, S, Ar) относительно Mg, Fe, Ne и других с $Z \leq 10$ (Бзккер и др., 1980б; Правдо и др., 1980). Обилие тяжелых элементов по крайней мере в шесть раз выше, чем в равновесной плазме солнечного состава, и в несколько раз выше при отсутствии ионизационного равновесия.

Наблюдения с борта обсерватории "Эйнштейн" с разрешением $2''$ в диапазоне 0,2–4 кэВ дали исчерпывающую информацию о крупномасштабной

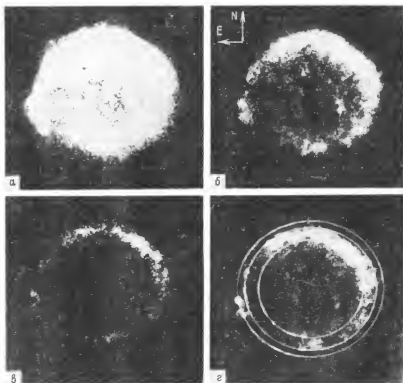


Рис. 10. Рентгеновская "фотография" остатка SN Тихо Браге (Сьюард и др. 1983а) Выделены разные диапазоны яркости, демонстрирующие слабую внешнюю оболочку (а), отдельные компактные сгустки (б), самую яркую оболочку (в) и общую двух-слойную структуру оболочку (г)

структуре остатка, показанной на рис. 10 (см. Сьюард и др., 1983а). Основное излучение сосредоточено в яркой оболочке правильной сферической формы с радиусом $R = 216''$ и толщиной $\Delta R/R = 0,2$, яркость которой растет к периферии. Оболочка неоднородна, на диффузионном фоне наблюдается около 400 ярких компактных сгустков. Характерный размер сгустков — $24''$ ($0,34$ пк на расстоянии 3 кпк), и в совокупности они дают около 70% излучения в области $0,2 - 4$ кэВ. За пределами яркой диффузией оболочки с компактными конденсациями наблюдается более слабая тонкая оболочка, ее внешний радиус — $R = 240''$, толщина — $\Delta R/R = 0,1$.

Как согласовать эту трехкомпонентную структуру с современными представлениями о взаимодействии выброшенного при вспышке вещества с межзвездным газом? Внешняя тонкая оболочка, по всей вероятности, представляет собой околозвездный газ, сжатый и нагретый прямой ударной волной. Внутренняя яркая оболочка образована веществом звезды, выброшенным при вспышке и нагретым возвратной ударной волной.

Компактные уярчения, наблюдаемые на фоне диффузной оболочки, представляют собой сгустки выброшенного вещества. Скорее всего взрыв сверхновой сопровождается выбрасыванием вещества сразу в виде диффузной оболочки и более плотных "осколков". Впрочем, сгустки могли быть образованы и не в момент взрыва, а в результате неустойчивости, развивающейся в начале торможения на границе выброшенного и выметенного вещества. Выбор между этими двумя возможностями может быть сделан на основе будущих исследований кинематики и времени жизни рентгеновских сгустков.

Масса горячей плазмы, ответственной за излучение трех компонент в рентгеновском диапазоне, оценена Сьюардом и др. (1983а) и дана в табл. 4. При оценке использованы расчеты объемной рентгеновской светимости неравновесной плазмы (Шулл, 1982). Электронная температура в сгребенной и выброшенной оболочках принята в соответствии со спектром излучения, температура в плотных сгустках найдена из условия, что они находятся при том же давлении. Химический состав сгребенного газа (внешней оболочки) считался нормальным космическим; содержание тяжелых элементов в веществе выброса принималось в согласии со спектральными наблюдениями, оно приведено в § 7 в табл. 11. Как видим, суммарная масса выброшенного диффузного вещества и плотных сгустков равна массе сгребенного газа, и это согласуется с концепцией перехода остатка

Таблица 4

Оценка плотности и масса трех компонент остатка SN Тихо Браге по данным рентгеновских наблюдений Сьюарда и др. (1983а)

Модель	Область	Химический состав	Принятая T_e , кэВ	n_e , см ⁻³	M , M_\odot
Неравновесная	Сгребенный газ	Солнечный	7	1,44	2,2
	Диффузный выброс	См. табл. 11	7	0,61	1,2
	Выброшенные сгустки	См. табл. 11	2	2,5	0,7
Ионизационное равновесие	Сгребенный газ	Солнечный	5	3,2	5,0
	Диффузный выброс	См. табл. 11	5	1,15	2,3
	Выброшенные сгустки	См. табл. 11	0,5	4,6	1,3
Ионизационное равновесие и сверхобогащение тяжелыми элементами	Сгребенный газ	Солнечный	5	3,2	5,0
	Диффузный выброс	Обильные металлов в 1000 раз выше солнечного	5	0,36	1,1
	Выброшенные сгустки		0,5	0,68	0,3

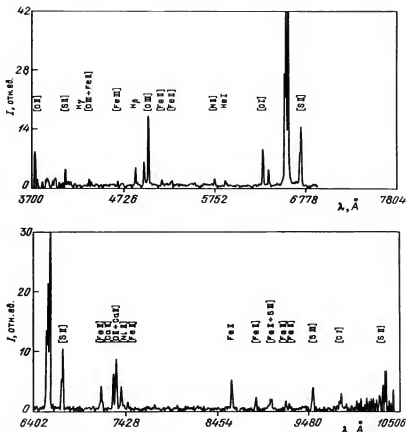


Рис. 11. Спектр яркого волокна остатка SN Кеплера по измерениям Деннефельда (1982)

SN Тихо Браге из стадии свободного разлета в стадию адиабатического расширения. Нижние отделы таблицы соответствуют плазме в ионизационном равновесии и при аномально высоком (в 1000 раз выше солнечного) обилии тяжелых элементов. Даже при этих экстремальных условиях оценки различаются не более чем в два-три раза (см. примечание на с. 38).

Звездный остаток вспышки SN Тихо Браге не найден. Наблюдения в рентгеновском диапазоне дают верхний предел температуры поверхности нейтронной звезды $T_{н.з} \leq (1,1 - 1,8) \cdot 10^6$ К.

Сверхновая Кеплера (1604 г.). Звезда, вспыхнувшая в Галактике в 1604 г., исследована лучше других исторических сверхновых. Тем не менее фотометрическое расстояние до нее переоценивалось несколько раз и менялось от 3 до 12 кпк! Блеск сверхновой в максимуме достигал $m_V = -2,4^m$ согласно ван ден Бергу и Камперу (1977), $m_V = -2,5 \pm 0,3^m$ по данным Кларка и Стефенсона (1982) и $m_V = -3,5 \pm 0,2^m$ по Псковскому (1978а). Наиболее серьезны разногласия разных авторов в оценке поглощения, именно они меняют расстояние до сверхновой в таких широ-

ких пределах. Самыми надежными кажутся данные Дашигера и Госса (1980) и Дениефельда (1982), нашедших $A_V = 3,47^m$ по отношению интенсивностей линий H_α/H_β в спектрах нескольких десятков волокон; в качестве "теоретического" балмеровского декремента использованы расчеты Раймонда (1979). При $m_V = -3,0 \pm 0,3^m$, $A_V = 3,47^m$ и $M_V = -19^m$ для СН1 расстояние до Сверхновой Кеплера составляет $3,2 \pm 0,7$ кпк, высота над галактической плоскостью $z = 380$ пк. Эта оценка согласуется с расстоянием, определенным по поверхностной радиояркости и угловому размеру остатка. Если ввести коррекцию за высоту над галактической плоскостью, а для СН Кеплера она существенна, находим $r = 5$ кпк по $\Sigma(D)$ -зависимости Касулла и Лерхе (1979) и $r = 3$ кпк по $\Sigma(D)$ -зависимости Милиа (1979а).

Оптическая туманность, связанная со вспышкой СН 1604, представляет собой систему ярких клочковатых волокон и коиденсаций, расположенных преимущественно на севере радиоболочки. Общая структура остатка — тонкая сферическая оболочка с радиусом $R = 80 - 90''$ (1,3 пк) и толщиной $\Delta R/R = 0,2$ — лучше всего прослеживается в рентгеновском и радиодиапазонах (Стром и Саттон, 1975; Галл, 1975; Уайт и Лоиг, 1983). Оптические волокна совпадают с областью повышенной радиояркости. Спектр радиоизлучения ионизированной, $\alpha = -0,58$ (Мили, 1979а), поляризация достигает $p \approx 10\%$ на периферии и уменьшается в центральной области (Стром, Саттон, 1975).

Спектр ярких оптических волокон богат линиями (см. рис. 11); самые яркие из них — H_α , [N II], [O II], [O III], [S II]. Обращает на себя внимание большое число линий железа в разных стадиях ионизации (ван ден Берг, 1980а; Дениефельд, 1982; Лейбович и Дашигер, 1983). Далекая красная область спектра впервые исследована именно в этом остатке, здесь впервые идентифицирована линия [N II], найдены также линии [S II], [S III], [Fe II] и [Cl].

Строгой количественной интерпретации спектров пока нет; сравнение с расчетами Раймонда (1979), Шулла, Мак Ки (1979) показывает, что относительные интенсивности линий лучше всего согласуются со скоростью распространения ударной волны $90 - 170 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, среднее значение — около $110 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в среде с высокой плотностью $n_0 \approx 300 \text{ см}^{-3}$; содержание азота, возможно, повышено в 3—4 раза по сравнению с нормальным космическим обилием (Дениефельд, 1982; Лейбович и Дашигер, 1983). Эти плотные конденсации занимают малую часть объема остатка (см. рис. 12), среда между ними представляет собой разреженный горячий газ, излучающий в рентгеновском диапазоне.

Приведенная косвенная оценка скорости ударной волны в плотных коиденсациях согласуется с прямыми измерениями скорости волокон. Такие измерения сделаны Мииковским (1959) и дали лучевые скорости в пределах $-275 \leq v_{\text{LSR}} \leq -140 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $\bar{v}_{\text{LSR}} = -220 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Полная ширина линии в волокнах, измерения на уровне слабых крыльев, достигает $\Delta v \leq 600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, это соответствует скорости движения газа $v \leq 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Дашигер и др., 1978). За период с 1942 г. получено в общей сложности более двух десятков высококачественных фотографий туманности, что позволило выявить собственные движения ярких волокон (ван ден Берг, Кампер, 1977). Результаты, относящиеся к эпохе 1942—

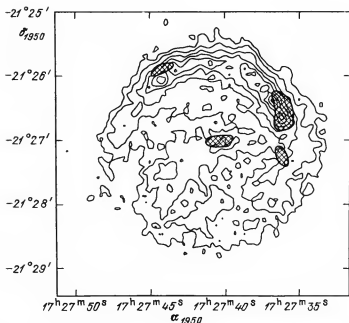


Рис. 12. Изофоты остатка SN Кеплера в рентгеновском диапазоне 0,2–4 кэВ, заштрихована область локализации ярких оптических волокон (Матсуи и др., 1985)

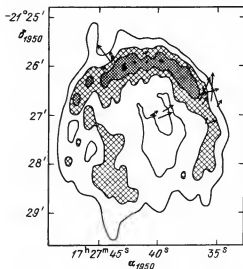


Рис. 13. Радиоизофоты остатка SN Кеплера; стрелками показана скорость собственных движений оптических волокон по измерениям ван деи Берга и Кампера (1977)

1976 годов, показаны на рис. 13 на фоне радиоизображения остатка, что дает представление об общей пространственной структуре оболочки и локализации ярких волокон. Собственные движения, как и лучевые скорости волокон, явно не обнаруживают систематического расширения оболочки. Средняя угловая скорость расширения $\mu \approx 0,005''/\text{год}$ меньше средней скорости движения системы волокон в целом: $\mu_{\text{пек}} = 0,013 \pm$

$\pm 0,003''/\text{год}$. При расстоянии 3,2 кпк это дает соответственно $v_{\text{расш}} \approx 77 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $v_{\text{тек}} = 200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$; последняя согласуется с измеренной средней лучевой скоростью волокон. Скорость расширения остатка, определяемая размером и возрастом, равна $\langle \mu \rangle = R/t = 0,23''/\text{год}$, $\langle v \rangle \approx 3500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, если торможение еще не началось.

Волокна и конденсации меняют яркость с характерным временем около 10 лет: некоторые стали ярче, появились новые сгустки (ван ден Берг и Кампер, 1977).

Какие выводы о природе оптического свечения остатка могут быть сделаны на основе этих измерений? Прежде всего, и это следует из оценки скорости, яркие волокна и конденсации не могли быть выброшены при вспышке сверхновой. Их характерное время расширения (10^4 лет) значительно больше возраста SN Кеплера, а высокая плотность $n_e \geq 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, определяемая из относительных интенсивностей линий [SII] 6717 и 6731 Å (в предположении $T_e = 10^4 \text{ K}$), свидетельствует, что они не могли затормозиться за время жизни остатка. По всей вероятности волокна образованы не межзвездным газом, а веществом, выброшенным звездой в форме звездного ветра или медленной оболочки (типа планетарной туманности) на стадии, предшествовавшей вспышке. Этот вывод следует, во-первых, из повышенного содержания азота в волокнах и, во-вторых, из того факта, что SN 1604 вспыхнула далеко от плоскости Галактики, на высоте $z = 380 \text{ пк}$, где средняя плотность межзвездной среды мала, и трудно ожидать, что плотные медленные конденсации образовались в результате сгребания межзвездного газа. Скорость разлета конденсаций из центра может быть в этом случае как начальной, так и приобретенной при ускорении ударной волной. Поступательное движение всей системы волокон со скоростью около $200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ может быть связано с начальным движением предсверхновой.

Рентгеновское излучение этого объекта было открыто лишь в 1979 г., значительно позднее остальных исторических остатков сверхновых (Туохи и др., 1979а). Спектр излучения в диапазоне 0,15–4 кэВ плохо представляется излучением плазмы единой температуры. Сильные эмиссионные линии Si, S, Ar свидетельствуют о температуре около $6 \cdot 10^6 \text{ K}$, в то время как непрерывный спектр в области 3–4 кэВ соответствует температуре около $6 \cdot 10^7 \text{ K}$ (Бэккер и др., 1980а; Уайт, Лонг, 1983). Такой двухкомпонентный спектр типичен для молодых остатков сверхновых; высокотемпературная плазма, вероятно, представляет собой межзвездный или выброшенный предсверхновой газ, сгребенный и нагретый на фронте основной ударной волны; низкотемпературная плазма является веществом, выброшенным при вспышке и нагретым возвратной ударной волной. В отличие от остатка SN Тихо Браге, в остатке SN Кеплера высокотемпературный и низкотемпературный газ пока не удалось разделить пространственно. Согласно наблюдениям Уайта и Лонга (1983) рентгеновское изображение остатка представляется тонкой оболочкой, совпадающей с радиоизображением, с отдельными мелкомасштабными уярчениями. Светимость, исправленная за межзвездное поглощение при $N_H = 2,8 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (это значение, определяемое завалом рентгеновского спектра на низких энергиях, согласуется с наблюдениями Данцигера и Госса (1980) в линии 21 см), составляет $L_{0,15-4,5 \text{ кэВ}} = 4 \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ при расстоянии 3,2 кпк.

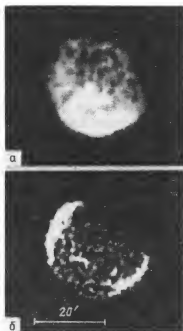


Рис. 14. Рентгеновские "фотографии" остатка SN 1006 г. в диапазоне энергий 0,1–0,3 кэВ (а) и 1,2–4 кэВ (б) (Пай и др., 1981)

Интерпретация данных рентгеновских наблюдений сделана в рамках ряда моделей: свободного разлета и адиабатического расширения; соответственно этому рентгеновское излучение в основном обусловлено выбросом, нагретым возвратной ударной волной, или межзвездным газом, нагретым основной ударной волной; межзвездная среда однородна или имеет облачную структуру; плазма ионизационно равновесная или неравновесная (Уайт, Лонг, 1983). Однозначно выбрать модель на базе имеющихся наблюдений не удастся, но в любом случае можно заключить следующее:

1. Если остаток находится в фазе свободного разлета и его рентгеновская эмиссия обусловлена главным образом веществом выброса, средняя плотность окружающего межзвездного газа не меньше $n_0 \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$.
2. Если остаток уже вступил в фазу адиабатического расширения и излучает в основном сгребенный газ, его плотность $n_0 \approx 5 \text{ см}^{-3}$.
3. Если межзвездный газ сконцентрирован в мелких плотных облаках с большими межоблачными расстояниями, его средняя плотность не менее $n_0 \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$.
4. Температура излучающей плазмы не превышает $T_e = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Для адиабатической стадии это означает отсутствие теплового равновесия электронного и ионного газа: $T_e < T_i$.
5. Полная масса излучающей в рентгене плазмы составляет не менее $2-3 M_\odot$ (см. примечание на с. 38).

Сверхновая 1006 г. Сверхновая, вспыхнувшая в 1006 г. в созвездии Волка, была самой яркой в нашем тысячелетии и зарегистрирована во многих азиатских, арабских и европейских летописях. Реставрация кривой блеска свидетельствует, что сверхновая относилась к типу I, но оценки блеска, а значит и расстояния, неоднозначны. По данным Псковского (1978а) $m_V \approx -6^m$, и вспышка была на расстоянии около 4 кпк, согласно Стефенсону и др. (1977) $m_V \approx -9^m$ и расстояние около 1 кпк. Вероятно, вторая оценка более реальна. Во-первых, она согласуется с расстоянием 1,3 кпк, определяемым по поверхностной радиояркости с коррекцией за высоту над галактической плоскостью (для высокоширотного объекта поправка за z -координату существенна). Во-вторых, в спектре голубого субкарлика, проектирующегося на остаток, найдены линии поглощения железа, форма которых свидетельствует, что поглощение происходит в

расширяющейся оболочке сверхновой; фотометрическое расстояние до звезды составляет около 1 кпк (Ву и др., 1983).

Радиоисточник, отождествленный с SN 1006 г., характеризуется оболочечной структурой, спектр соответствует $\alpha = -0,57$ (Стефенсон и др., 1977 и ссылки там). Структура остатка в рентгеновском диапазоне подобна радиоизображению: тонкая сферически-симметричная оболочка диаметром около $30'$ (линейный размер 10 пк на расстоянии 1,2 кпк), см. рис. 14 и данные Галас и др. (1982); Вартанян и др. (1985).

Оптическую туманность, связанную со вспышкой, безуспешно искал Бааде в 1957–1958 гг. и нашел ван ден Берг (1976). Туманность представляет собой очень тонкое, местами расщепленное волокно длиной $8-10''$ и толщиной $1-2''$ (до $10''$ в области расщепления), локализованное на границе оболочки, но, в отличие от других остатков, там, где яркость рентгеновской и радиоэмиссии ослаблена. Подобные тонкие образования абсолютно правильной формы в молодых остатках сверхновых до сих пор не наблюдались. Попытки найти другие волокна и конденсации, связанные с SN 1006 г., не увенчались успехом. В спектре свечения волокна видны только балмеровские линии водорода, $I_{H\alpha} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, остальные яркие в остатках сверхновых линии, такие как [NII], [SII], [OIII], не обнаружены (Ласкер, 1981). Как видим, в оптике объект является аналогом SN Тихо Браге, но, в отличие от последней, здесь не видна широкая слабая компонента водородных линий. Лучевая скорость волокна составляет $v_{\text{LSR}} = -40,5 \pm 1,1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и не меняется вдоль волокна (Швейцер, Ласкер, 1978).

В 1980 г. были получены новые фотографии области, и сравнение их с фотографиями 1976 г. позволило выявить собственное движение волокна из центра со скоростью $\mu = 0,39 \pm 0,06''/\text{год}$, что соответствует $2300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Хессер и ван ден Берг, 1981). Средняя скорость расширения, определяемая размером и возрастом, составляет $\langle \mu \rangle = 0,83''/\text{год}$ или $5400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Как и в случае SN Тихо Браге, соотношение между средней и наблюдаемой мгновенной скоростью расширения $\mu/\langle \mu \rangle = 0,47$ согласуется с предположением об адиабатической стадии, но может быть объяснено и влиянием возвратной ударной волны, если остаток находится в более ранней стадии, переходной между свободным разлетом и адиабатическим расширением. Второе предположение лучше согласуется с результатами наблюдений в рентгеновском диапазоне.

Спектр рентгеновского излучения более жесткий в оболочке, чем в центральной области (см. Пай и др., 1981; Галас и др., 1982; Вартанян и др., 1985 и ссылки там). В предположении ионизационно равновесной плазмы спектр соответствует $T_e \approx 5 \cdot 10^7 \text{ К}$ на фронте и $T_e \approx 1,8 \cdot 10^6 \text{ К}$ внутри; плотность плазмы $0,3 \leq n_e \leq 0,6 \text{ см}^{-3}$ в оболочке и $n_e \approx 1 \text{ см}^{-3}$ во внутренней области. В отсутствии ионизационного равновесия спектр представляется излучением плазмы одной температуры $T_e \approx 10^8 \text{ К}$. Широкая эмиссионная деталь в области 0,59 кэВ (см. рис. 38), является blendом линий OVII и OVIII, что подтверждает тепловой характер излучения. Мелькавшие в литературе сообщения о нетепловом спектре SN 1006 г. скорее всего были связаны с некорректным выделением рентгеновского излучения старого остатка сверхновой Петля Волка, проектирующегося на SN 1006 г. Двухкомпонентная структура спектра и изображение остатка

в рентгеновском диапазоне согласуются с переходом из стадии свободного разлета в стадию адиабатического торможения: высокотемпературная оболочка низкой плотности, вероятно, обусловлена излучением сгребенного околозвездного газа, а низкотемпературная внутренняя область представляет собой выброшенный газ, нагретый возвратной ударной волной. Масса горячей плазмы достигает $5-15 M_{\odot}$ по оценке Пая и др. (1981) и $\sim 3 M_{\odot}$ по данным Галаса и др. (1982). Обе оценки дают верхнюю границу, так как не учитывают неоднородное распределение плотности и возможное отклонение от ионизационного равновесия^{*)}.

В ультрафиолетовом спектре голубого субкарлика, проектирующегося на центральную область остатка, обнаружены сильные и широкие линии поглощения Fe II 2385 Å, 2590 Å и другие более слабые (Бу и др., 1983). Центр тяжести линий не смещен относительно нулевой скорости, ширина составляет около 70 Å, т.е. 10^4 км · с⁻¹ в шкале лучевых скоростей. Здесь же наблюдаются смещенные в красную сторону линии Si II, Si III и Si IV; смещение соответствует $v \approx 5 \cdot 10^3$ км · с⁻¹. Такие скорости являются прямым доказательством того, что поглощение происходит в расширяющейся оболочке сверхновой.

Сам факт обнаружения сильных линий поглощения железа знаменателен. В рамках радиоактивной теории сверхновых I типа уже давно остро стоит вопрос, почему нет сильных линий Fe в спектрах рентгеновского излучения остатков SN Тихо Браге, Кеплера и SN 1006 г., где непосредственно наблюдается выброшенное вещество, существенную часть которого должно составлять железо. Наблюдения Бу и др. (1983) прояснили ситуацию. Железо в выбросе действительно присутствует, причем в большом количестве; по оценке авторов, правда очень грубой, выброс в основном состоит из железа и масса его составляет около $1 M_{\odot}$. Отсутствие признаков высокоионизованного железа в рентгеновском излучении SN 1006 г. связано с тем, что наблюдается свободно разлетающееся вещество выброса, еще не нагретое возвратной ударной волной. Согласовать это с предшествующим заключением о начальной стадии торможения можно, если предположить неоднородный выброс: разреженную оболочку и плотные компактные сгустки. В этом случае газ оболочки уже начал тормозиться и нагрет возвратной волной, а плотные сгустки еще разлетаются свободно. Кстати отметим, что клочковатая структура выброса согласуется с наблюдаемым сильным смещением линий кремния: в направлении субкарлика поглощающее вещество есть только на передней стороне расширяющейся оболочки и отсутствует на задней.

Звездный остаток вспышки Сверхновой 1006 г. не обнаружен. Был заподозрен в качестве остатка взрыва упомянутый голубой субкарлик, но тот факт, что линии поглощения железа в его спектре образованы газом на обеих сторонах расширяющейся оболочки, свидетельствует, что звезда расположена дальше остатка. Поиски теплового излучения возможной

^{*)} *Примечание в корректуре.* После прохождения возвратной ударной волны внутренние слои расширяющегося выброса оказываются менее плотными, чем внешние. С учетом такой слоевой стратификации горячей плазмы Гамильтой и др. (1985) нашли массу выброса в остатках SN 1006 г., Тихо Браге и Кеплера около $1 M_{\odot}$; принималось $T_e \approx T_i$ и $n_e k T_e = \text{const}$, см. § 7. Эта модель объясняет и вид спектра рентгеновского излучения SN 1006 г.

нейтронной звезды в рентгеновском диапазоне дали верхний предел чернотельной температуры поверхности $T \leq 8 \cdot 10^5$ К (Пай и др., 1981).

Итак, в Галактике наблюдаются три молодых остатка СН I. Физические условия в каждом из них мы более или менее уложили в рамки современных представлений о начальной фазе разлета оболочки. Попробуем теперь рассмотреть их как единый класс объектов в близкой стадии развития, хотя такое рассмотрение, пожалуй, ставит больше вопросов, нежели отвечает на них.

Нам сильно повезло в том, что тип этих сверхновых достаточно надежно определен путем реставрации кривых блеска, поскольку, вопреки ожиданию (вспомним, что отсутствие линий водорода в спектре является основой классификации сверхновых I типа), бальмеровские линии водорода принадлежат к сильнейшим в спектре остатка СН Кеплера, а в остатках СН 1006 г. и Тихо Браге других эмиссионных линий вообще нет. Будучи уверенными в идентификации типа сверхновой, мы приходим к единственно разумному объяснению этого противоречия: в оптическом диапазоне выброшенное при вспышке вещество в этих объектах просто не наблюдается! Действительно, согласно Кишнеру и Шевалье (1978), Бычкову и Лебедеву (1979), Шевалье и др. (1980) чисто водородный спектр СН Тихо Браге и СН 1006 г. обусловлен ударным возбуждением до ионизации нейтральных атомов, пересекающих фронт ударной волны в межоблачной среде. (Мы вернемся к этому вопросу в § 7.) Широкая компонента бальмеровских линий является следствием обмена зарядом между высокоскоростными протонами за фронтом и медленными нейтральными атомами. (Поскольку эффективность перезарядки сильно зависит от скорости фронта, отсутствие широкой компоненты линии H_α в остатке СН 1006 г. иногда интерпретируется как доказательство высокой скорости расширения оболочки (Ласкер, 1981). Но наблюдения дают более высокую скорость расширения СН Тихо Браге, и нам кажется более правдоподобным тривиальное объяснение — широкая компонента линий H_α и H_β в СН 1006 г. просто оказалась ниже предела обнаружимости. Действительно, яркость узкой линии H_α в остатке СН 1006 г. примерно в 17 раз ниже, чем в остатке СН Тихо Браге, и соотношение полих интенсивностей широкой и узкой компонент линии в последнем близко к 1. Учитывая, что количественная интерпретация механизма излучения широких чисто бальмеровских линий пока достаточно неопределенна, преждевременно использовать отсутствие широкой линии для оценки скорости остатка.)

Спектр свечения волокон и конденсаций СН Кеплера больше похож на старые, нежели на молодые остатки сверхновых. Мы увидим в § 6, что наблюдаемые в СН Кеплера отношения интенсивностей: $I_{[NII]}/I_{H_\alpha} = 2,3$; $I_{[SII]}/I_{H_\alpha} = 0,5$; $I_{[OIII]}/I_{H_\beta} = 4,3$ — типичны для старых оболочек; сходная интенсивность линий $[FeII]$ и $[FeIII]$ наблюдается в старых объектах IC 443 и N 49. Это объясняется аномально высокой плотностью в компактных сгустках звездного или межзвездного вещества, что вызывает быстрое высвечивание газа за фронтом ударной волны. Таким образом, яркие конденсации СН Кеплера демонстрируют эволюционно более позднюю стадию взаимодействия ударной волны с окружающим газом.

В рентгеновском диапазоне выделяется остаток СН 1006 г., в спектре которого отсутствуют линии тяжелых элементов. Скорее всего это связано

Таблица 5

Галактические остатки СН I и остатки с преобладающими бальмеровскими линиями в БМО

Объект	Радиус, пк	Принятое расстояние, кпк	$v_{\text{изм}} \langle v \rangle = R/t$, км · с ⁻¹	$I_{\text{H}\alpha}^*$, эрг · см ⁻² · с ⁻¹ · ср ⁻¹	$L(0,15-4,5 \text{ кЭВ})$, эрг · с ⁻¹	M_x^{**} , M_{\odot}	
СН Кеплера	1,3	3,2	≤ 300	3500	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{35}$	2-3
СН Тихо Браге	3,3	3	3600	7600	$7 \cdot 10^{-5}$	$6-7 \cdot 10^{35}$	3-8
СН 1006 г.	5	1,2	2300	5400	$4 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{35}$	5-15
0519-69.0	7,5	55	~ 2900		$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{35}$	24
0500-67.5	6,7	55			$5 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{36}$	11
0505-67.9	20	55			$4,5 \cdot 10^{-6}$	10^{37}	100
0548-70.4	27,5	55			слабая [OIII] слабее 10^{-5} слабая [OIII]	10^{36}	51

*) В галактических остатках яркость в линии $\text{H}\alpha$ относится к самым ярким волокнам, в БМО дана яркость по измерениям Туохи и др., (19836).

**) С учетом примечания на с. 38 масса трех остатков галактических СН I может быть около $1 M_{\odot}$.

с тем, что выброс здесь сильно клочковатый и плотные "осколки" звезды, богатые тяжелыми элементами, еще разлетаются без торможения и не нагреты ударной волной. Во всяком случае наблюдения линии Fe II в поглощении, о чем говорилось выше, подтверждают такую интерпретацию.

Рентгеновские наблюдения показали, что масса излучающего газа в трех остатках достаточно велика (см. табл. 5). И если в отношении Сверхновой Тихо Браге можно считать, что рентгеновское излучение обусловлено сгребенным межзвездным газом, то в двух объектах, расположенных на высоте $z = 300-400$ пк над плоскостью Галактики, для такого объяснения приходится предполагать случайную локализацию сверхновых в плотных облаках, что маловероятно. Альтернативное объяснение: интенсивная потеря вещества звездой до вспышки плохо согласуется с представлениями о предсверхновых I типа как о маломассивных звездах (см. с. 38).

Пока наблюдаются только три молодых остатка СН I, трудно сказать, какой из них является нормой, а какой — отклонением от нормы. С этой точки зрения очень интересны результаты Туохи и др. (1983б), выделивших в Большом Магеллановом Облаке четыре остатка с преобладающими бальмеровскими линиями водорода в спектре. Параметры этих остатков приведены в табл. 5. По-видимому, два из них, 0505-67,9 и 0548-70,4 являются старыми оболочками, о чем свидетельствуют их радиус $R_s = 20-30$ пк, масса $M = 50-100 M_\odot$ и наличие слабых линий [O III] в спектре. Объекты 0519-69,0 и 0509-67,5 являются аналогом молодых галактических СН I. В спектре нет иных линий, кроме H_α и H_β ; у первого наблюдается, а у второго возможно наблюдается широкая компонентная линия H_α . Определяемая ею скорость ударной волны ~ 2900 км \cdot с $^{-1}$ соответствует возрасту остатка около 500 лет в предположении адиабатического расширения. Как видим, объект близок по своим параметрам к остаткам СН 1006 г. и Тихо Браге и, по всей вероятности, является самым проэволюционировавшим из них. Поэтому отклонением от нормы следует считать оптический спектр остатка СН Кеплера, и отклонение это связано с аномально высокой плотностью газа (звездного или межзвездного происхождения) в области сверхновой.

Суммировать представленные результаты наблюдений молодых незатормозившихся остатков сверхновых I типа можно следующим образом. Объекты этого типа характеризуются ярко выраженной оболочечной структурой и тепловым спектром рентгеновского излучения. Ни в одном из них не найден звездный остаток — пульсар или нейтронная звезда. Масса горячего газа достигает нескольких масс Солнца. Плотность окружающего газа выше средней для большой высоты над плоскостью Галактики, где расположены два из трех объектов. Это позволяет заподозрить истечение вещества предсверхновой, но пока четких наблюдательных доказательств нет. Наличие на периферии оболочек тонких волокон с чисто бальмеровским спектром и широкими линиями, если только мы правильно понимаем их происхождение, свидетельствует, что окружающий газ, звездный или межзвездный, не ионизован полностью при вспышке. Отсутствие окружающего ионизованного газа отличает остатки СН I от двух других типов молодых остатков, к рассмотрению которых мы перейдем в §§ 3 и 4.

§ 3. ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ II ТИПА:
КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ (1054 Г.) И ЗС 58 (1181 Г.)

Крабовидная туманность была открыта в 1731 г. английским врачом — любителем астрономии Джоном Бэвисом; в 1758 г. Шарль Мессье независимо повторил открытие и этот "туманный объект" стал объектом № 1 в его известном каталоге. А двести лет спустя, когда Хаббл впервые осознал связь Крабовидной туманности со Сверхновой 1054 г., она надолго стала "объектом номер один" всей современной астрофизики и до сих пор продолжает озадачивать и теоретиков, и экспериментаторов. Крабовидной туманности и связанным с нею проблемам были полностью посвящены Симпозиум № 46 Международного астрономического союза и симпозиум "Крабовидная туманность и связанные с ней остатки сверхновых" (1985); природа остатка обсуждается в монографии Шкловского, 1976а (см. также Тримбл, 1983).

Мы не будем останавливаться на давно известных фактах, а рассмотрим лишь новые результаты, проясняющие место Крабовидной туманности в ряду других остатков сверхновых.

Оптическое излучение остатка состоит из двух компонент принципиально разной природы: ярких волокон и аморфной туманности. В волокнах сосредоточена основная масса, они образуют толстую оболочку размером $5' \times 7'$ (радиус около 2 пк при расстоянии 2 кпк) и излучают чисто рекомбинационный спектр. Непрерывное излучение аморфной туманности обус-

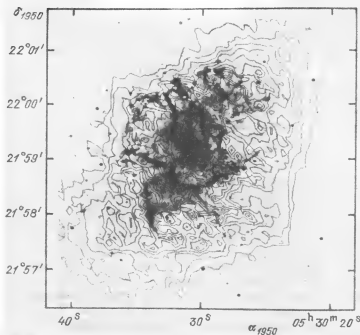


Рис. 15. Крабовидная туманность: яркие волокна и аморфное свечение показаны на фоне радиоизофот на частоте 2–3 ГГц (Райт, Форстер, 1980)

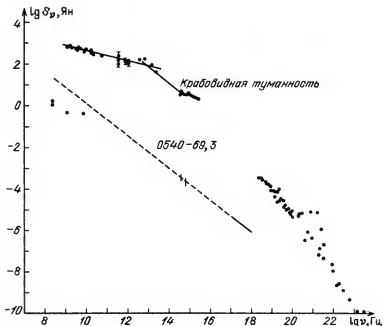


Рис. 16. Сводные спектры синхротронного излучения Крабовидной туманности и 0540-69,3

ловлено синхротронной эмиссией ультрарелятивистских электронов. Эта идея была высказана Шкловским в 1953 г., а 15 лет спустя был открыт пульсар в Крабовидной туманности — источник релятивистских частиц и магнитного поля. Сейчас синхротронный механизм излучения Крабовидной туманности твердо установлен и доказан, например, поляризационными измерениями, во всем диапазоне от радио- до рентгеновского и γ -излучения, т.е. от 10^7 до 10^{23} Гц. Спектр синхротронного излучения Крабовидной туманности показан на рис. 16; использованы данные Марсдена и др. (1984), Манчанда и др. (1982), Июдина и др. (1984). Перелом в области 10^{13} Гц обусловлен синхротронными потерями. Зная возраст туманности, находим по частоте перелома из соотношения (9.7)*) напряженность магнитного поля в Крабовидной туманности $H = 3 \cdot 10^{-4}$ Э. Интегральная мощность синхротронной эмиссии Крабовидной туманности во всем диапазоне энергий составляет около $(2-3) \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$. Темп потери энергии вращения центральным пульсаром PSR 0531 + 21 может быть получен по наблюдаемому периоду $P = 0,033$ с и замедлению вращения $\dot{P} = 423 \cdot 10^{-15}$ с \cdot с $^{-1}$ (см. § 9): $L = 4\pi^2 I P^{-3} \dot{P}$, где I — момент инерции, определяющий \dot{P} энергии вращения $L = 0,5 I \Omega^2$, Ω — угловая скорость. Для пульсара в Крабовидной туманности имеем $I \approx 10^{45}$ г \cdot см 2 , $L \approx (3-5) \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$, т.е. потеря энергии вращения пульсара достаточна для поддержания наблюдае-

*) Здесь и в дальнейшем автор иногда пользуется соотношениями, введенными в последующих разделах.

мой мощности синхротронного излучения туманности. Заметим, что пульсар PSR 0531 + 21 — третий по скорости вращения и второй по скорости замедления вращения из трех сотен известных пульсаров, что объясняет высокую яркость синхротронного излучения туманности.

Рентгеновское излучение Крабовидной туманности сосредоточено в области размером $1-2'$, существенно меньшего размера, чем радиоисточник и аморфная туманность, и смещено в сторону "центрального жгута", появление которого, вероятно, связано со "свежей" порцией релятивистских частиц, выброшенных пульсаром. Такая структура согласуется с разным временем синхротронных потерь релятивистских частиц, излучающих в радио- и рентгеновском диапазонах. Рентгеновское излучение поляризовано; в области 2,6–5 кэВ, $p = 19-20\%$ (Вейскопф и др., 1978), что подтверждает его синхротронную природу. Тепловое излучение горячей плазмы остатка также обнаружено, но его интенсивность не превышает 2% интенсивности синхротронного излучения в области 4–50 кэВ и не более 8% в области 0,5 кэВ (Правдо, Серлемитсос, 1981). Линии высокоионизованных элементов в спектре не найдены, единственная мелкомасштабная деталь в области 73 кэВ, вероятно, обусловлена циклотронным излучением магнитосферы пульсара (Манчанда и др., 1982). Хамеури и др. (1983) не обнаружили линии ни на 73 кэВ, ни на 400 кэВ (о ней также были сообщения в литературе), так что, возможно, это излучение переменное.

В радиодиапазоне новые результаты получены благодаря высокому угловому разрешению современных радиотелескопов. (И в этом Крабовидная туманность оказалась уникальным объектом, поскольку покрытия Луной позволили еще на заре радиоастрономии наблюдать этот остаток с разрешением, далеко опережающим свое время.) Радиоизображения на частоте 2,7, 5 и 23 ГГц с разрешением в несколько угловых секунд обнаруживают хорошее совпадение тонких деталей с оптическими волокнами (Свинбэнк, Пулей, 1979; Свинбэнк, 1980; Райт, Форстер, 1980; Мак Леан и др., 1983). Но при увеличении углового разрешения сходство исчезает: в радиодиапазоне отсутствуют детали размером менее 0,1 пк, наблюдаемые в большом количестве в линиях оптического диапазона и, возможно, в оптическом континууме (Вилсон и др., 1985а). Различие мелкомасштабной морфологии синхротронного оптического и радио-излучения, если оно подтвердится, очень важно для анализа природы магнитного поля туманности, так как позволяет судить о возможном различии поля, в которое "впрыскиваются" старые релятивистские частицы, ответственные за радиоизлучение, и молодые, ответственные за оптическую эмиссию.

Спектр радиоизлучения одинаков в волокнах и в межволоконной среде, наклон $\alpha = -0,26$ сохраняется вплоть до инфракрасной области ($\sim 10^{13}$ Гц), см. рис. 16. Деполаризация в области 2,7–5 ГГц коррелирует с яркими волокнами на приближающейся стороне оболочки, т.е. связана с плазмой волокон (Велусами, 1985). Направление вектора поляризации в целом совпадает с направлением ярких волокон.

Важная закономерность, хотя и была заподозрена давно, подтверждена и может быть правильно интерпретирована лишь сейчас. На внешней границе туманности уменьшается степень линейной поляризации радиоизлучения и растет спектральный индекс (Матвеев, 1966; Велусами, Сарма, 1977; Велусами, 1985; Агафонов и др., 1985). Современные наблюдения на деци

метровых волнах уверенно выявляют оболочечную структуру туманности, оболочка толщиной $\Delta R/R = 0,25$ совпадает с оптической волокнистой оболочкой (Матвеев, 1984). Эти факты свидетельствуют, что Крабовидная туманность по сути представляет собой очень молодой комбинированный остаток сверхновой (см. § 9): центральный птерион окружен формирующейся оболочкой с более крутым спектром и низкой степенью поляризации.

Вокруг пульсара наблюдается локальный минимум яркости синхротронного рентгеновского радио- и оптического излучения и уменьшение степени линейной поляризации. Вероятно, плазма с магнитным полем выметена из этой области пульсарным ветром (Бринкман и др., 1985). Силовые линии магнитного поля в центре в проекции имеют вид концентрических окружностей вокруг пульсара (Шмит, Ангел, 1979), что подтверждает идею Кардашева (1964) об образовании поля туманности путем запутывания силовых линий поля быстро вращающейся сколлапсировавшей центральной звезды.

Сверхновую 1054 г. первоначально относили к типу I. Восстановив кривую блеска по записям очевидцев и используя новые, более надежные оценки межзвездного поглощения, Псковский (1978а) и Шевалье (1977а) пришли к заключению, что вспышка была II типа. Однако Крабовидная туманность отличается от других исторических остатков аномально низкой скоростью расширения: средняя скорость разлета ярких волокон около $1400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в то время как скорость выброса, определяемая спектром сверхновых в максимуме блеска, составляет $(5-10) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Говорить о возможном терможении оболочки не приходится, так как система ярких волокон движется с ускорением. Для объяснения низкой скорости расширения Шкловский (1978) предположил, что яркие волокна являются веществом выброшенной до вспышки внешней оболочки звезды, типа планетарной туманности, которая была ускорена ударной волной, вызванной последующей вспышкой. Шевалье (1977а), наоборот, считает волокна самыми внутренними, сброшенными с низкой скоростью слоями мантии звезды. В рамках обеих гипотез вокруг Крабовидной туманности должна наблюдаться внешняя слабая оболочка размером около 10–15 пк, образованная ударной волной, распространяющейся с характерной для сверхновых II типа скоростью $(5-6) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. И хотя эта внешняя быстрая оболочка пока не найдена, появились наблюдательные свидетельства того, что скорость движения газа в остатке SN 1054 г. и, возможно, его реальный размер должны быть увеличены по сравнению с прежними значениями.

В 1977–1979 гг. с помощью 4-метрового англо-австралийского телескопа была получена серия спектрограмм, перекрывающих все поле туманности (в общей сложности измерены скорости более 3000 волокон), что позволило построить пространственную модель туманности на качественно новом уровне (Кларк и др., 1983). Выяснилось, что толстая волокнистая оболочка не равномерно или хаотически заполнена волокнами, но имеет четко выраженную структуру, схематически представленную на рис. 17. Оболочка состоит из яркого внутреннего слоя и слабого внешнего и окружена протяженным гало. Толстая двухслойная оболочка ограничена двумя концентрическими волокнистыми поверхностями: внутренняя расширяет-

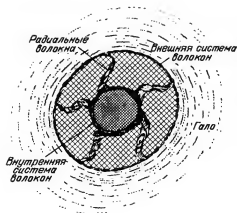


Рис. 17. Схема Крабовидной туманности по данным Кларка и др. (1983). Густой штриховкой показано яркое синхротронное излучение внутри волокнистой оболочки, редкой — слабое синхротронное излучение между внутренней и внешней системами волокон, волнистыми штрихами — слабое гало

ся со средней скоростью $720 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, внешняя — $1800 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$; диаметр внутренней в направлении север—юг равен $135''$, внешней — $340''$. Волокна в оболочке имеют преимущественно тангенциальное направление, но наблюдается несколько радиальных перемычек. Распределение лучевых скоростей вдоль большой и малой осей симметрично, что говорит о малом наклоне эллиптической туманности к картинной плоскости. Отчетливо выявляется стратификация волокон в пределах оболочки не только по яркости и скорости, но и по спектру свечения. Двойная оболочка с перемычками хорошо видна в линиях балмеровской серии, [OII] и [OIII]; в линиях He излучает только внутренняя часть оболочки. Наблюдаемая стратификация, по всей вероятности, отражает структуру выброса: разные слои звезды с разным химическим составом разлетаются с разной скоростью.

Аморфная туманность резко меняет яркость на внутренней границе волокнистой оболочки: в центральной части сосредоточено яркое синхротронное излучение, слабое аморфное свечение наблюдается вплоть до расстояния $5,4'$ от центра, т.е. достигает границы внешней оболочки. Это подтверждает представления, развитые Пикельнером (1961), согласно которым сеть ярких волокон "сдерживает" магнитное поле и релятивистские частицы, ответственные за синхротронное излучение яркой аморфной туманности. Частицы с полем, просачивающиеся сквозь внутренние яркие волокна, вызывают свечение более слабого синхротронного "плата" между внутренней и внешней волокнистыми оболочками.

На высококонтрастных фотографиях в линии H_{α} за пределами яркой Крабовидной туманности обнаружено слабое гало, размером около $12' \times 28'$ (Мардин, Кларк, 1981). Яркость гало плавно падает с увеличением расстояния от границы туманности, средняя яркость в линии H_{α} равна $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ и соответствует при фотоионизационном возбуждении $ME \approx 10 \text{ см}^{-6}/\text{пк}$ и массе около $8 M_{\odot}$. Кларк и др. (1983) нашли слабое свечение гало в линии [OIII].

Вообще говоря, наличие гало еще не является свидетельством существования предсказанной быстрой внешней оболочки, движущейся с нормальной для СН II скоростью. Гало может быть образовано газом ветра массивной предсверхновой, ионизованным при вспышке или ультрафиолетовым

излучением аморфной туманности. Плавное падение яркости наружу и приведенная выше оценка массы согласуются с такой интерпретацией. Решающим тестом могут служить детальные исследования кинематики и рентгеновского излучения гало: если это газ, нагретый ударной волной, его скорость и температура должны соответствовать ожидаемой скорости фронта около $(5-6) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. И такие скорости уже обнаружены в Крабовидной туманности: Геирс, Мак Алпин и Кишнер (1982) наблюдали слабые детали в крыльях кислородных линий на лучевых скоростях $+5500$ – $+6600$ и -4800 – $-7200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в линии [OII] и -2300 – $-4700 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в линии [OIII] (красные крылья последней не наблюдались из-за бледнения). Ширина этих высокоскоростных деталей соответствует ~ 300 – $500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Газ, движущийся с высокой скоростью, наблюдался в яркой туманности, а не за ее пределами, однако не только в волокнах, но и в среде между ними. И еще одно подтверждение высокоскоростных движений в Крабовидной туманности: в инфракрасном спектре одного из ярких волокон, движущегося с лучевой скоростью $-200 \pm 60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, наблюдаются слабые детали, отождествленные с линиями H_α и [SII], смещение которых соответствует скорости $5200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Дениефельд, Пекино, 1983).

Еще раз подчеркнем — пока речь идет о высокоскоростных движениях в пределах яркой Крабовидной туманности. Однако тот факт, что высокоскоростной газ наблюдается между волокнами и ширина высокоскоростных деталей невелика, вообще говоря, может быть следствием проекции на яркую туманность внешней быстрой слабой оболочки, предсказанной теорией. По данным наблюдений Кларка и др. (1983), максимальные скорости газа за пределами яркой туманности соответствуют $+3600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ или $-2400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в зависимости от интерпретации спектров. Эта скорость, вдвое превышающая скорость разлета яркой двухкомпонентной оболочки, связывается с очень слабыми деталями изображения за границей Крабовидной туманности.

Если предсказанная быстрая ударная волна ушла за пределы яркой туманности, она должна нагреть окружающий газ до температуры $\sim 10^7 \text{ К}$. Поэтому определенные надежды возлагались на наблюдения орбитальной рентгеновской обсерватории "Эйштейн", но они не оправдались. Слабое галоподобное свечение вокруг яркого рентгеновского источника может наблюдаться вследствие рассеяния на межзвездной пыли и на зеркале телескопа (Харидеи, 1983).

В радиодиапазоне слабая далекая оболочка тоже не найдена. Радиояркость на частоте $\nu = 1,4 \text{ ГГц}$ резко падает за границей оптических волокон до значения $\leq 0,6 \cdot 10^{-20} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, что не превышает $4 \cdot 10^{-4}$ интегральной яркости туманности (Велусами, 1984; Матвеев, 1984).

Систематические исследования спектра свечения волокон Крабовидной туманности проводятся уже более 40 лет (см. Проник, 1963; Дэвидсон, 1979; Головатый, Проник, 1977; Фезен, Кишнер, 1982; Геирс, Мак Алпин, 1982; Пекино, Дениефельд, 1983 и ссылки в этих работах). Самые яркие линии в спектре — [OII], [OIII], [NII], [SII], HeII, HeI, CIII], CIV, HI, несколько слабее линии [NeIII], [ArIII], [FeII], [FeIII], [FeV], [FeVII], Cl, [OI]; простое перечисление наиболее заметных спектральных линий свидетельствует о сильной стратификации условий ионизации и возбуждения в волокнах. И хотя анализ сильно усложняется блондированием линий

разных волокон на луче зрения, движущихся с разной лучевой скоростью, ряд выводов о физических условиях в волокнистой оболочке сделан достаточно определенно. Температура газа в области свечения [OIII], определяемая из отношения линий $I_{5007+4959}/I_{4363}$ по современным фотоэлектрическим измерениям, меняется в пределах 11 000–16 000 К, в области свечения [OII] — в пределах 7700–16 000 К, в области [SII] — 7000–13 000 К и в области [NII] — около 9600 К. Электронная плотность в волокнах заключена в интервале 500–3000 см⁻³ (найденa по относительной интенсивности линий дублета [SII]). Отмечено систематическое изменение отношения интенсивностей [OIII]/[OII] с расстоянием от центра; отношение [OIII]/ H_{β} меняется от 3 до 45 при среднем значении 15; отношение [NII]/ H_{α} — от 0,44 до 19. Существенно меняется также отношение интенсивностей HeI (5876 Å)/ H_{α} и HeII (4686 Å)/ H_{β} .

Химический состав волокон молодых остатков, в которых непосредственно наблюдается выброшенное при вспышке вещество, чрезвычайно важен для понимания природы сверхновых. Поэтому детальные фотонионизационные модели волокон Крабовидной туманности строятся многими авторами. Основные выводы, сделанные уже более 10 лет назад, сводятся к следующему:

1. В отличие от других остатков сверхновых, свечение волокон Крабовидной туманности является чисто фотоионизационным, ударное возбуждение на фронте волны может не учитываться. Источником ионизирующего излучения является синхротронное ультрафиолетовое излучение центральной аморфной туманности.

2. Относительное содержание He/H значительно выше нормального.

3. Обилие тяжелых элементов близко к норме, но определяется очень неуверенно.

Наиболее аккуратный анализ свечения волокон туманности провели Генри, Мак Алпин (1982) и Пекино, Деннефельд (1983); в их работах использованы современные значения сечений всех элементарных процессов и прямые внеатмосферные измерения потока ионизирующего излучения. Вариации интенсивностей линий наиболее обильного элемента — гелия, согласно Генри и Мак Алпину, отражают различия химического состава, а не условий возбуждения. Наблюдаются и систематические различия — содержание He на внутренней поверхности яркой волокнистой оболочки в несколько раз выше, чем на внешней, — и хаотические. Нижняя граница относительного обилия соответствует $N(\text{He})/N(\text{H}) \geq 40$. Для этого отношения определена масса ионизованного газа в волокнах: $M_{\text{иониз}} = 0,52 M_{\odot}$ и нейтрального: $M_{\text{нейтр}} = 0,65 M_{\odot}$. Сходное значение полной массы системы волокон $M = 0,5\text{--}2,5 M_{\odot}$ давали и более ранние оценки, основанные на анализе спектра свечения и яркости волокон. Напомним, что массу туманности $M \approx 0,1\text{--}0,5 M_{\odot}$ Пикельнер (1956) (см. также Шкловский, 1976a) получил из независимых соображений, приняв, что ускорение системы волокон обусловлено давлением магнитного поля.

Обилие тяжелых элементов в волокнах туманности определяется менее уверенно. По данным Генри и Мак Алпина, содержание C близко к плазме солнечного состава, содержание N и O в 2–3 раза ниже нормы, обилие S и Ne ближе к норме, но тоже понижено. Согласно Пекино и Деннефельду, напротив, обилие тяжелых элементов выше нормального, по отношению

к кислороду содержание азота, вероятно, ниже нормы, неона — выше, а углерода — близко к норме. Последние оценки лучше согласуются с предположением о массивной предсверхновой. Разногласия "теоретических" расчетов спектра волокон Крабовидной туманности велики, особенно это относится к химическому содержанию тяжелых элементов. И хотя анализируются разные волокна, и спектры их получены с разной апертурой, а это существенно при сильной стратификации условий внутри волокон, различия результатов скорее отражают несовершенство моделей.

Классический оптический диапазон спектrophотометрических исследований туманности продолжен в ультрафиолетовую (Дэвидсон и др., 1982) и ближнюю инфракрасную области (Деинфельд и Пекино, 1982; Геир и др., 1984); наблюдения по крайней мере девяти волокон охватывают интервал 3700–10 000 Å. Для определения содержания углерода в остатке перспективны наблюдения ультрафиолетовой области спектра с сильными линиями CIV 1549 Å, CIII 1908 Å и HeII 1640 Å. Строгого анализа, такого как для видимой области, пока нет, но грубая оценка дает отношение содержания C к O в пределах $0,5 \leq N(C)/N(O) \leq 1,5$ и количество He выше нормы.

В инфракрасной области наблюдаются самые сильные линии железа в спектре остатка: интенсивность [FeII] 8617 Å составляет около 25% интенсивности H β . Изменения яркости линий [FeII], [SII] 6717–31 Å и [NiII] 7378 Å коррелируют друг с другом; судя по потенциалу ионизации (7,9 эВ, 10,4 эВ и 7,6 эВ соответственно) эти три линии излучаются в одной и той же области волокон, где водород находится в нейтральном состоянии. Отношение интенсивностей ультрафиолетовых и инфракрасных линий [OII] 7325 и 3727 Å дает электронную температуру в волокнах $T_e = (6-10) \cdot 10^3$ К в согласии с оценками по линиям видимой области спектра. Геир и др. (1984) убедительно показали, что при такой температуре и плотности $n_e \approx 10^3$ см $^{-3}$ содержание никеля по отношению к железу оказывается в десятки раз выше, чем в плазме солнечного состава, $N(Ni)/N(Fe) = 43 \pm 18$ в среднем по спектрам 14 волокон. При этом отношение содержания никеля к сере в 3–23 раза выше солнечного, а железа к сере — в несколько раз ниже (обилие серы мало отличается от нормального ее количества в Солнце). Факт аномально высокого содержания никеля в волокнах Крабовидной туманности чрезвычайно важен, поскольку он может отражать повышенное содержание элементов группы железа в выбросе. Для проверки этого предположения был проведен аналогичный анализ спектров Туманности Ориона, но оказалось, что и в этой классической области HII обилие Ni/Fe повышено на порядок, Fe/S ниже нормы, Ni/S — близко к плазме солнечного состава (Геир, 1984). Видимо, необходима ревизия условий возбуждения и слипания в пылинки Ni и Fe, равно как и дальнейшие измерения этих линий в областях HII, в которых нет оснований ожидать обогащения продуктами нуклеосинтеза из-за вспышек сверхновых.

Интенсивность линии [C I] 9850 Å в большинстве исследованных волокон Крабовидной туманности оказалась в несколько раз выше, чем предсказывает чисто фотоионизационный механизм излучения. Возможно, свечение [C I] частично обусловлено ударным возбуждением при столкновении с нейтральными атомами водорода (Геир и др., 1984).

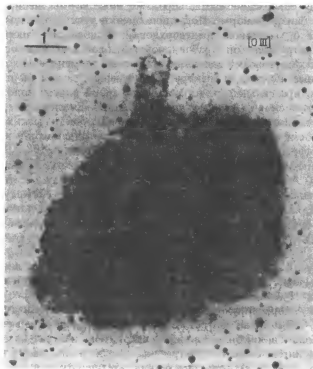


Рис. 18. Выброс на севере Крабовидной туманности: фотография в линии [OIII] получена Галлом и Фезеном (1982)

Крабовидная туманность продолжает ставить новые вопросы: за примерами не надо далеко ходить. Пытаясь найти внешнюю слабую оболочку, Галл и Фезен (1982) получили так называемые "глубокие" фотографии (специальные высококонтрастные фотографии с предельно большой экспозицией через узкополосные фильтры для выявления слабых эмиссионных деталей). Фотографии в линиях [OIII] и H_{α} + [NII] выявили поразительную морфологию: четкий прямолинейный выброс на севере шириной около $45''$ ($0,4$ пк), который прослеживается примерно на $80''$ от границы яркой туманности. Впервые эта деталь была обнаружена ван ден Бергом еще в 1970 г., но структура выброса стала отчетливой только сейчас. Судя по изображению в картинной плоскости (см. рис. 18), это полый цилиндр с тонкими стенками, его прямолинейные коллинеарные границы удивительны на фоне хаотической структуры остальных волокон. Выброс никак не связан с волокнами туманности и его направление не проходит через пульсар: ось выброса смещена примерно на $30-35''$ к востоку от пульсара и примерно на $10-15''$ относительно центра разлета волокон.

Спектральные наблюдения Шулла и др. (1984) уверенно выявили расширение линий, соответствующее расширению цилиндра со скоростью $360 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Собственные движения отдельных узлов стенок цилиндра, измеренные Фезеном (1985), свидетельствуют, что выброс удлиняется

вдоль большой оси со скоростью около $4000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Обе оценки дают кинематический возраст около 600 лет, т.е. показывают, что выброс сформировался значительно позже вспышки сверхновой.

Спектр свечения выброса, в отличие от спектра остальной туманности, может объясняться ударным возбуждением (или ударным плюс фотоионизационным). Содержание гелия ближе к нормальному, чем в среднем по туманности: около 50% по массе (Шулл и др., 1984).

Выброс наблюдается и в радиодиапазоне, его яркость составляет около 1% яркости центральной туманности, излучение сильно поляризовано: $p = 30\text{--}50\%$ по измерениям Велусами (1984). Детальные поляризационные наблюдения, проведенные Вилсоном и др. (1985б), свидетельствуют, что магнитное поле в выбросе в высокой степени упорядочено, направлено вдоль оси выброса и лишь немного слабее поля в туманности: $H = (2\text{--}4) \cdot 10^{-4}$ Э. Спектральный индекс радиоизлучения выброса, возможно, отличается от среднего по туманности и соответствует $\alpha = -0,8$ (Велусами, 1984).

Было высказано несколько соображений о природе выброса, но все они пока остаются лишь предположениями. Первое, что сразу приходит в голову, это "коридор", по которому происходит подкачка свежих релятивистских частиц пульсаром (Галл, Фезен, 1982). Но в этом случае непонятно, почему "коридор" не проходит через пульсар и нет никаких признаков его связи с пульсаром ни в оптической, ни в радиоструктуре остатка. К тому же мы знаем направление, в котором происходит подкачка, — оно определяется тонкими жгутами в аморфной части туманности вблизи пульсара, которые возникают примерно на расстоянии $6\text{--}7''$ к западу от пульсара и движутся на запад.

Рассматривались также гипотезы "кильватерного следа", оставленного движением предсверхновой, интенсивно теряющей вещество в форме звездного ветра (Блэндфорд и др., 1983), и "коридора", образованного при взаимодействии быстрой внешней оболочки с очень плотным сгустком межзвездного газа (Моррисон, 1985). Первая версия опровергается оценкой кинематического возраста выброса. Вторая идея кажется маловероятной из-за уникальности явления: ни в одном из известных быстро расширяющихся остатков сверхновых не видны подобные образования.

Скорее всего мы наблюдаем выброс релятивистской плазмы из-за неустойчивости на границе пульсарного ветра и оболочки такого типа, какой рассматривался Бычковым (1974б) или Кундтом (1983). Еще одна возможность — ускорение плазмы при быстром сближении силовых линий магнитного поля, вызванным движением волокон, обсуждалась Шуллером и др. (1984). В обоих случаях удивительна уникальность выброса в туманности, если только прорыв релятивистской плазмы в одной части оболочки не приводит к резкому падению давления и не задерживает образование других выбросов. Впрочем, радиокарта туманности, полученная Велусами (1984), демонстрирует еще несколько менее отчетливых структур, подобных северному выбросу. Возможно, сходный оптический выброс тоже уже существовал в истории Крабовидной туманности. На рис. 19 показана хорошо известная зарисовка Крабовидной туманности. Она относится к 1885 г. и отражает визуальные наблюдения с помощью 72-дюймового рефлектора. Все звезды хорошо отождествляются с современными фото-

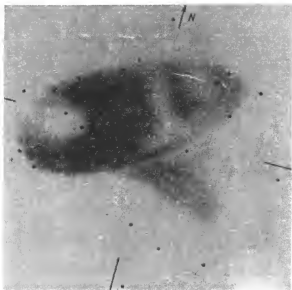


Рис. 19. Зарисовка Крабовидной туманности, сделанная в 1855 г. по визуальным наблюдениям с помощью 72-дюймового телескопа

графиях, и, сделав это, мы убеждаемся, что рисунок прекрасно повторяет современные очертания яркой аморфной туманности, за исключением выступа на юго-западе, который сейчас, через сто лет после зарисовки, не выделяется столь отчетливо. В реальности выступа на изображении столетней давности не приходится сомневаться, учитывая сходство остальной части изображения с современными фотографиями. Остается предположить, что структура, подобная коллинеарному выбросу на севере оболочки, существовала, и на рисунке запечатлена поздняя стадия ее "рассасывания" в межзвездной среде.

ЗС 58 (СН 1181). Вспышка СН 1181 г. отождествлена с радиоисточником ЗС 58, который является полным аналогом Крабовидной туманности в радиодиапазоне и сыграл важную роль, поскольку с его открытием впервые стало ясно, что Крабовидная туманность — не исключение, а представитель целого класса остатков, получивших название "плерионы" (см. § 9).

Данные о блеске СН 1181 г. в максимуме очень скудные; в отличие от других исторических сверхновых ее положение на небе фиксировалось неоднозначно. В литературе последних лет вообще проскальзывали сомнения, связана ли СН 1181 г. с остатком ЗС 58. Но в 1982 г., с одной стороны, были найдены новые сведения в китайских хрониках с точной локализацией сверхновой на небе, и, с другой стороны, обнаружены высокоскоростные движения газа в остатке, так что все сомнения в идентификации отпали. Сверхновая, вероятно, относилась к типу II с резким падением блеска после плато; светимость в максимуме составляла $m_V \approx 0^m$ (Кларк, Стефенсон, 1982; Псковский, 1978а).

Расстояние до 3С 58 определялось по поглощению в линии 21 см и до последнего времени считалось равным 8 кпк (см., например, Госс и др., 1973). При таком расстоянии линейный размер и средняя скорость расширения оказываются в пять раз больше, чем в Крабовидной туманности, хотя возраст их одинаков, и больше, чем у остальных исторических остатков. К тому же первые наблюдения в линии 21 см свидетельствовали, что детали поглощения на скорости $v_{LSR} < -30$ км \cdot с $^{-1}$ очень слабые. Поэтому Грин и Галл (1982) предприняли новые детальные исследования поглощения в области 3С 58 по наблюдениям в линии 21 см с угловым разрешением $7' \times 9'$, исключаящим ошибки из-за мелкомасштабной структуры поглощающих облаков. Авторы вдвое уменьшили расстояние до остатка, в результате были пересмотрены основные параметры объекта, в частности, SN 1181 г. стала аномально слабой, поэтому мы приводим записи линии 21 см в излучении и поглощении, демонстрирующие надежность их выводов (рис. 20).

Как видим, поглощение в направлении 3С 58 обусловлено двумя облаками, характеризующимися скоростями -14 — -18 км \cdot с $^{-1}$ и -34 км \cdot с $^{-1}$; на этом профиль линии поглощения резко обрывается. Яркая эмиссионная деталь, соответствующая скорости -39 км \cdot с $^{-1}$, уже не видна в поглощении, так же как и все остальные детали, характеризующиеся меньшими скоростями. Это дает кинематическое расстояние $2,6 \pm 0,2$ кпк в модели вращения Шмидта (1965). Однако применение этой модели в области Персея рукава ненадежно из-за возможных крупномасштабных отклонений от чисто кругового вращения Галактики, поэтому точность оценки

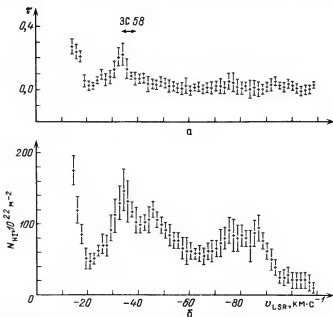


Рис. 20. Излучение и поглощение в линии 21 см в направлении 3С 58: a — оптическая толщина, b — число атомов водорода на луче зрения (по данным Грина и Галла, 1982)

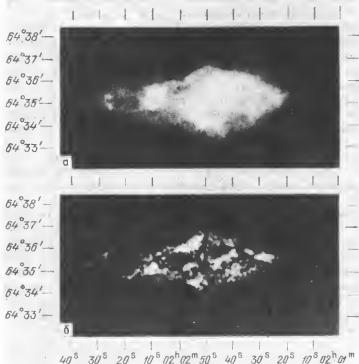


Рис. 21. Распределение яркости общего (а) и линейно поляризованного (б) радиоизлучения 3С 58 на волне $\lambda = 6$ см (Вилсон, Вейлер, 1976)

расстояния авторами, безусловно, завышена. С учетом возможных ошибок расстояние до 3С 58, вероятнее всего, заключено в интервале от 2 до 3 – 4 кпк, но не превышает 4 кпк. При таком расстоянии и поглощении $A_V = 1,5^m$ (от $1,3^m$ до $1,8^m$) абсолютная звездная величина СН 1181 г. в максимуме оказывается равной $M_V = -14 - -15^m$, что на 3–4^m ниже среднего значения для СН II (см. § 1). Такие anomalously слабые СН II наблюдаются: примером могут служить СН 1923а в NGC 5236, которая имела в максимуме блеск $M_V = -14^m$, СН 1975 t ($M_B = -15.2^m$), СН 1962 b ($M_B = -16.3^m$). В следующем параграфе мы рассмотрим еще одну anomalously слабую вспышку, связанную с объектом Кассиопея А.

Полное число поглощающих атомов на луче зрения, определяемое профилем линии 21 см на рис. 20, соответствует $N_H = (2,55 \pm 0,3) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ($A_V = 1,3 \pm 0,2^m$). Сходное значение дает завал спектра рентгеновского излучения остатка на низких энергиях: $N_H = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ согласно Бэккеру и др. (1982) и бальмеровский декремент оптических волокон: $N_H = (3,7 \pm 2) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ ($A_V = 1,8 \pm 1,0^m$) по данным Фезепа (1983). Согласие этих независимых оценок свидетельствует в пользу правильности ревизии расстояния.

Радиоисточник 3С 58 (рис. 21) полностью идентичен Крабовидной туманности. При расстоянии 2,6 кпк его размер соответствует 4×7 пк, толщина радиоволокон — около $10''$ или 0,1 пк (Вилсон, Вейлер, 1976; Вейлер, 1980). Спектральный индекс в области 38 МГц — 15 ГГц соответствует $\alpha = -0,09$; как и в Крабовидной туманности, спектр радиоволокон не отличается от межволоконной среды. Степень линейной поляризации достигает 25, 15 и 2% на 6, 21 и 50 см соответственно; распределение вектора поляризации в картинной плоскости показывает, что структура магнитного поля довольно регулярна, направление в основном совпадает с направлением вытянутости радиоисточника и становится близким к радиальному вблизи малой оси.

С радиоисточником отождествлена очень слабая тонковолокнистая туманность (ван ден Берг, 1978а). Самое яркое волокно на севере имеет меру эмиссии $ME = 50 \text{ см}^6/\text{пк}$, остальные еще слабее. Морфология волокон похожа на Крабовидную туманность; характерные значения плотности — около 10^3 см^{-3} — также близки у двух остатков (Кишнер, Фезен, 1978; Кишнер, 1982).

В спектре наиболее яркого волокна видны линии H I, [N II], [S II], [O II] и [O III], остальные волокна слишком слабы (Фезен, 1983) и сколько-нибудь надежная интерпретация спектра невозможна. Отношение $I_{[\text{N II}]} / I_{\text{H}\alpha} = 1,5 - 2$ близко к спектру Крабовидной туманности, но это часто встречающееся в эмиссионных туманностях значение. Скорость периферийных волокон туманности не превышает $200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Кишнер, Фезен, 1978); в центральных слабых волокнах наблюдаются скорости $+900$, $+630$ и $-700 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Фезен, 1983). С учетом эффекта проекции это дает скорость расширения $v_{\text{расш}} = 1000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, близкую к скорости самых ярких волокон Крабовидной туманности. Средняя скорость расширения, определяемая размером и возрастом (при ревизованном расстоянии 2,6 кпк) составляет $4600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. в 4–5 раз выше мгновенной скорости.

Оптические волокна совпадают с уярчениями синхротронного радиоизлучения и, как правило, с локальными минимумами в распределении степени линейной поляризации (Вейлер, 1980). Это понятно, если по аналогии с Крабовидной туманностью плазма волокон на приближающейся стороне оболочки ответственна за деполяризацию радиоизлучения. Самая отчетливая область минимальной поляризации — "коридор", проходящий через центральный компактный рентгеновский источник вдоль малой оси эллипсоидальной туманности к радиальному яркому северному волокну (см. рис. 21). "Коридор" лишен волокон и находится в области повышенной радиояркости, поэтому можно думать, что резкое уменьшение поляризации связано с локальным мелкомасштабным возмущением регулярной структуры магнитного поля. (Именно такой "коридор", проходящий через пульсар, хотелось бы найти для объяснения прямолинейного северного выброса в Крабовидной туманности!)

Подобно Крабовидной туманности, 3С 58 — остаток сверхновой со степенным спектром рентгеновского излучения, наклон соответствует $\alpha = -0,5_{-0,2}^{+0,5}$, линии высокоионизованных элементов, характерные для теплого излучения высокотемпературной плазмы, отсутствуют (Бэкер и др., 1982). Наблюдения с разрешением $4''$ показали, что, как и в Крабо-

Т а б л и ц а 6

Параметры галактических остатков вспышек сверхновых II типа

Данные наблюдений	ЗС 58	Крабовидная туманность
Возраст, лет	800	930
Угловой размер	$6' \times 10'$	$5' \times 7'$
Расстояние, кпк	2,6	2,0
Поглощение, A_V	$1,3-1,8^m$	$1,5^m$
Линейный размер, пк	$7,6 \times 4,5$	3×4
$(v_{расш}) = R/t$	4600	2100
$v_{расш}$ (набл.), $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$	1000	1500
z , пк	140	200
α , радио	0,09	0,26
Σ (1 ГГц), $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$
L ($10^7 - 10^{11}$ ГГц), $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{34}$	$1,8 \cdot 10^{35}$
L (0,1 — 4 кэВ), $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{34}$	$2,5 \cdot 10^{37}$
M_V	$-14 - -15^m$	-17^m

видной туманности, рентгеновский источник имеет двухкомпонентную структуру: компактный центральный источник размером $\leq 5''$, с точностью $\pm 3''$ совпадающий с центральным максимумом радиоизлучения, и протяженный источник размером $\sim 1,5'$. В точечном источнике сосредоточено около 5% излучения ЗС 58 в диапазоне 0,1 — 4 кэВ; его светимость при расстоянии 2,6 кпк составляет $L_{0,1-4 \text{ кэВ}} = 4 \cdot 10^{32} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Размер протяженного источника, как и в Крабовидной туманности, меньше размера радиоостатка, светимость $L_{0,1-4 \text{ кэВ}} = 1,4 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. При сравнении с Крабовидной туманностью (см. табл. 6) следует иметь в виду, что последняя исследована в диапазоне энергий 0,1 — 10^3 кэВ и спектр рентгеновского излучения двух остатков имеет разный наклон. Если, как предполагают Бзккер и др. (1982), в широком диапазоне спектр ЗС 58 окажется более крутым, чем в исследованной области, различия двух остатков в рентгене и в радиодиапазоне сгладятся.

Для выявления тепловой компоненты рентгеновского излучения остатка нужны исследования спектра в более широком диапазоне. Пока наблюдения свидетельствуют о чисто синхротронной рентгеновской эмиссии, причем центральный компактный источник по всей вероятности обусловлен излучением нейтронной звезды — пульсара, ориентированного "неблагоприятно" для земного наблюдателя.

Являются ли два рассматриваемых объекта, и в первую очередь детально исследованная Крабовидная туманность, остатками вспышек сверхновых II типа? Откровенно говоря, если бы в Галактике наблюдались другие, более подходящие кандидаты, мы бы на этом не настаивали. Действительно, выводы, основанные на кривой блеска, неоднозначны (см., например, Уробин, 1978). Чтобы безусловно классифицировать Крабовидную туманность как типичный остаток СН II, нужно найти внешнюю быструю оболочку

ку или подтвердить высокоскоростные движения газа в гало. Сверхновая 1181 г. после ревизии расстояния оказалась в хвосте распределения СН II по блеску в максимуме (см. рис. 1).

Однако существует аргумент, позволяющий классифицировать оба объекта как остатки СН II, несмотря на их некоторую аномальность. В них, и только в них из 7 исторических сверхновых обнаружен звездный остаток в форме быстро вращающейся нейтронной звезды с сильным магнитным полем. В ЗС 58 его существование доказывается синхротронным спектром рентгеновского излучения и точечным рентгеновским источником в центре. И мы знаем сейчас, что, с одной стороны, вспышки СН II в галактиках, подобных нашей, происходят столь же часто, что и вспышки СН I, так что среди исторических вспышек должно быть 2 — 3 остатка СН II. С другой стороны, мы установили в § 2 принадлежность остатков СН 1006 г., Тихо Браге и Кеплера к типу СН I, а Кассиопея А не может быть остатком СН II из-за отсутствия водорода в выбросе (см. § 4). Это заставляет считать Крабовидную туманность, ЗС 58, а следовательно, и другие плерионы (см. § 9) остатками вспышек сверхновых II типа. А peculiarity Крабовидной туманности и вспышки СН 1181 г., равно как и большая дисперсия светимостей и кривых блеска СН II, должны найти объяснение в свете представлений о предсверхновой II типа — гиганте или сверхгиганте с мощной истекающей атмосферой. Действительно, взаимодействие ударной волны, выброса и ветра предсверхновой, определяющие, с одной стороны, кривую блеска СН II, и с другой — параметры молодого остатка, зависят от распределения плотности в атмосфере сверхгиганта, которое может заметно отличаться от звезды к звезде.

Основные параметры двух молодых остатков СН II приведены в табл. 6. Главной особенностью этих остатков является то, что магнитное поле и релятивистские частицы, ответственные за синхротронное излучение во всем диапазоне электромагнитных энергий (в Крабовидной туманности) или по крайней мере в радио- и рентгеновском диапазоне (в ЗС 58), генерируется центральным пульсаром (см. также § 9 и Лозинская, 1986).

Важно отметить, что, в отличие от исторических остатков СН I (§ 2) и молодого остатка Кассиопея А (§ 4), в Крабовидной туманности и в ЗС 58 почти не наблюдается излучение газа за фронтом ударной волны, вызванной разлетом оболочки. Оптическое излучение Крабовидной туманности является синхротронным в аморфной части и фотоионизационным в волокнах; свечение газа за фронтом ударной волны, возможно, наблюдается лишь в северном выбросе. Слабые волокна ЗС 58 — единственное четкое наблюдательное проявление действия ударной волны на околозвездный газ, поскольку иных источников ионизирующей радиации в этом объекте нет. В рентгеновском диапазоне, как было показано, излучение обоих остатков имеет синхротронную природу за исключением слабой, на уровне 2—8 % потока, тепловой компоненты в Крабовидной туманности. В радиодиапазоне взаимодействие ударной волны с окружающим газом на этой стадии может проявляться в форме оболочечного радиоисточника, связанного с усилением поля и ускорением частиц в турбулентном слое на границе выброса и сгребаемого газа. Такая оболочка лишь в самой зачаточной форме, вероятно, наблюдается в Крабовидной туманности (см. выше).

Таким образом не только наличие центрального источника, продолжающего инжектировать релятивистскую плазму с магнитным полем, но и отсутствие видимых признаков влияния сильной ударной волны на межзвездный газ отличает Крабовидную туманность и 3С 58 от остальных исторических сверхновых. Второе может быть либо следствием низкой плотности окружающего невозмущенного газа, либо проявлением аномально низкой энергетики выброса. Если гало Крабовидной туманности образовано газом ветра предсверхновой, его средняя плотность, определяемая яркостью в линии H_{α} , $n_e = 0,8 \text{ см}^{-3}$, может быть принята в качестве грубой оценки плотности окружающей невозмущенной среды. При такой плотности масса выметенного газа, заключенного в объеме яркой оболочки, оказывается $M_{\text{сгр}} \approx 0,7 M_{\odot}$. Масса выброса, определяемая массой волокон туманности, составляет $1 - 2 M_{\odot}$, и турбулентный слой — источник оболочечного радиоизлучения на границе выброса и окружающего газа — должен формироваться как раз на этой стадии (см. § 9). Возможно, на низких частотах самая начальная стадия образования радиооболочки уже наблюдается.

Наблюдательные проявления взаимодействия ударной волны, образованной вспышкой, с газом межзвездной среды, по всей видимости, станут заметны позднее, по мере увеличения массы сгребаемого межзвездного газа. Из-за низкой кинетической энергии взрыва (пока высокоскоростные движения в гало не подтверждены, мы имеем $0,5 M_0 v_0^2 \approx 4 \cdot 10^{49}$ эрг, т.е. на порядок ниже, чем у других СН II и СН I) Крабовидная туманность, вероятно, сохранит свою аномальность и на поздних стадиях.

0540 — 69.3 в БМО. В конце 1984 г. стало ясно, что объект 0540—69.3 не просто подобен Крабовидной туманности, но в гораздо большей степени удовлетворяет сложившимся сегодня представлениям об остатке вспышки СН II. Первоначально этот остаток был классифицирован как "богатый кислородом" (см. § 4). В оптическом диапазоне наблюдается яркая компактная центральная туманность размером $8''$ (2 кпк) и слабое внешнее волокно на расстоянии около $30''$ от центра. В спектре яркой туманности видны линии [OI], [OII], [OIII], [SII], линии неона отсутствуют или очень слабы, отношение $I_{[\text{OIII}]} / I_{H_{\beta}} > 60$ (Мэтьюсон и др., 1980; 1984; Допита, Туохи, 1984). Линия [OIII] состоит из узкой яркой компоненты и слабой широкой ($\Delta\nu = 2500 - 3000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), смещенной относительно максимума на $+600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Возраст яркой центральной оболочки, определяемый размером и скоростью расширения в предположении свободного разлета, составляет около 800 лет.

Наряду с этими характеристиками, типичными для богатых кислородом остатков, рентгеновский спектр объекта лишен линий и имеет степенной вид (Кларк и др., 1982), причем яркость растет к центру (Мэтьюсон и др., 1984), что свидетельствует в пользу синхротронной природы излучения и позволяет заподозрить наличие центрального звездного остатка — пульсара. Подозрения оправдались: в центре компактного яркого источника найден рентгеновский и оптический пульсар с периодом $P = 0,0502 \text{ с}$ и темпом замедления $\dot{P} = 4,8 \cdot 10^{-13} \text{ с} \cdot \text{с}^{-1}$ (Сьюард, Харнден, 1984; Харнден, Сьюард, 1984; Миддлдейч, Пеннипейкер, 1985). Как видим, это молодой пульсар: $t \approx P/2\dot{P} = 1,7 \cdot 10^3$ лет, потеря энергии вращения при $I =$

$= 10^{45}$ эрг \cdot см² составляет $L = 1,5 \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с⁻¹, т.е. лишь в 2 — 3 раза меньше, чем в Крабовидной туманности (см. также с. 168).

Сразу после открытия пульсара была сделана попытка выявить синхротронное излучение инжектируемых им релятивистских частиц. Попытка увенчалась полным успехом: была обнаружена не только радио- и рентгеновская, но и оптическая синхротронная эмиссия, дотоле наблюдавшаяся только в Крабовидной туманности! Чанан, Хелфанд и Ринолдс (1984) показали, что центральная туманность, яркая в линии [O III], представляет собой оболочку вокруг более компактного ядра размером 4" (2 пк), излучающего непрерывный спектр в голубой и синей области. После коррекции за поглощение непрерывное оптическое излучение ядра ложится на прямую, соединяющую радио- и рентгеновское синхротронное излучение 0540—69,3 (см. рис. 16). Общий спектр соответствует наклону $S_\nu \propto \nu^{-0,8}$ в области $5 \cdot 10^8 - 10^{18}$ Гц; поглощение принято равным $A_\nu = 0,8 - 1,0$, при этом спектр в оптической области соответствует $\alpha = -0,96 - -0,8$, в радиодиапазоне $\alpha = -0,4$. Окончательно синхротронная природа непрерывного оптического излучения ядра должна быть доказана поляризационными измерениями, которые, вероятно, не заставят себя ждать.

Полная рентгеновская светимость остатка составляет $L_{0,2-4 \text{ кэВ}} = 10^{37}$ эрг \cdot с⁻¹, т.е. вдвое меньше, чем у Крабовидной туманности; как и в последней, синхротронная светимость во всем диапазоне энергий может быть адекватно объяснена потерей энергии вращения пульсара (Чанан и др., 1984; Ринолдс, 1985). Основной поток рентгеновского излучения связан с центральным неразрешимым пятном размером не более 2". Около 10—20% рентгеновского потока обусловлено тепловым излучением внешней яркой в линии [O III] оболочки.

Наличие этой внешней "тепловой" оболочки вокруг "синхротронной туманности", отсутствующей в Крабовидной туманности, делает 0540—69,3 более типичным представителем того комплекса явлений, который, в рамках современных представлений, должен сопутствовать вспышке сверхновой II типа (см. § 5). Детальное исследование этого остатка и поиски ему подобных — интереснейшая и многообещающая наблюдательная задача.

§ 4. КАССИОПЕЯ А И "БОГАТЫЕ КИСЛОРОДОМ" ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Кассиопея А. В 1951 г. Бааде и Минковский нашли оптическую туманность, связанную с самым ярким радиоисточником на небе — Кассиопеей А. Первые же фотографии и спектрограммы выявили сложную морфологию и кинематику туманности и аномальный химический состав волокон. Радионаблюдения показали, что это самый "динамичный" остаток в Галактике, быстро меняющий свою яркость и мелкомасштабную структуру. Кинематика Кассиопеи А сегодня исследуется не только классическими оптическими методами; в радиодиапазоне измерены собственные движения сотен радиоконденсаций, впервые лучевые скорости излучающей плазмы определены по рентгеновским линиям высокоионизованных элементов. И надо признать, что в 60-е годы, когда была выявлена двухкомпонентная структура туманности и "быстрые волокна", излучающие в кислородных

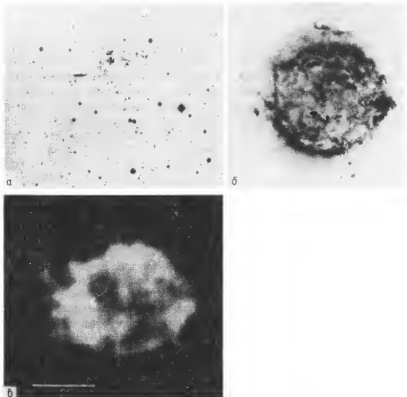


Рис. 22. Кассиопея А в оптическом (а), радио- (б) и рентгеновском (в) диапазонах по данным излучений Белла (1977) и Фабиана и др. (1980); масштаб один

линиях, были отождествлены с веществом выброса, а "стационарные конденсации" — с ускоренными ударной волной конденсациями межзвездного газа, природа остатка казалась гораздо более понятной, чем сейчас.

Оптическая туманность — клочковатые сгустки и волокна размером около $2-5''$ — расположены в пределах радио- и рентгеновской оболочки (рис. 22). В спектре быстрых волокон отсутствуют линии H, He, C, N и преобладают линии кислорода и продуктов его горения: наиболее интенсивны линии [OI], [OII] и [OIII], к числу ярких принадлежат [SII] и [SIII], видны линии [Ar III], [Ar IV] и [Ar V], слабые следы [Fe II] и, возможно, [Ni II] (Шевалье, Киршнер, 1979 и ссылки там). Относительные интенсивности линий сильно меняются от волокна к волокну, есть сгустки с чисто кислородным спектром, они расположены ближе к центру, чем богатые серой волокна. В спектре стационарных конденсаций выделяются линии H, NI, [NII], [OI], [OII], [OIII], сильные линии [Fe II] и He I (Шевалье, Киршнер, 1978). Химический состав быстрых волокон резко аномальный, см. табл. 7, характерные значения плотности $n_e = 10^3 - 3 \cdot 10^4$, температуры — $T_e = (2 - 8) \cdot 10^4$ К. Химический состав стационарных конденсаций

ближе к норме, но и в них повышено относительное содержание He/N и N/O, что свидетельствует о звездном происхождении вещества (Пеймберт, ван ден Берг, 1971; Шевалье, Киришнер, 1978). Плотность газа в стационарных конденсациях составляет $(5 - 7) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, температура — около $7 \cdot 10^3 \text{ К}$. Быстрые волокна и стационарные конденсации, по всей вероятности, представляют собой область высвечивания ударной волны, распространяющейся в плотные сгустки вещества (выброса и ветра соответственно) из-за высокого давления окружающего горячего газа (Бычков, 1973, 1974а; Шевалье, Киришнер, 1978). Полная масса всех видимых волокон и конденсаций — около $0,05 - 0,1 M_{\odot}$, что, как мы убедились ниже, составляет лишь ничтожную часть массы остатка. Вокруг яркой оболочки Кассиопеи А обнаружено слабое свечение в линии H_{α} ; радиус оптического гало — около $6'$ (Пеймберт, 1971). Такое же слабое платообразное гало наблюдается в радиодиапазоне и в рентгеновских лучах (Стюарт и др., 1983).

Кинематика туманности детально исследована и главная заслуга здесь принадлежит ван ден Бергу и Камперу (Кампер, ван ден Берг, 1976; ван ден Берг, Кампер, 1983, 1985). Они получили богатейшую коллекцию пластинок с помощью 5-метрового телескопа, перекрывающую эпоху более 35 лет, основа которой заложена Бааде в 1949 г. В общей сложности измерены собственные движения и лучевые скорости примерно двухсот волокон и конденсаций. Собственные движения быстрых волокон заключены в интервале $0,2 - 0,5''/\text{год}$, лучевые скорости меняются от 4000 до $9500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, среднее значение $5500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Скорости волокон пропорциональны их расстоянию от центра оболочки; это доказывает, что они выброшены из общего центра и движутся практически без торможения. В то же время наблюдаются изменения яркости и конфигурации волокон с характерным временем 10 — 20 лет, волокна появляются, становятся более

Таблица 7

Химический состав быстрых волокон Кассиопеи А: содержание по массе относительно кислорода по данным Шевалье и Киришнера (1978). Для сравнения приведено относительное обилие элементов в плазме солнечного состава

X	H	He	C	N	Ne
X/O Кассиопеи А	0,02	0,42	0,003	$6 \cdot 10^{-6}$	0,03
X/O Солнце	95	32	0,38	0,12	0,16

Таблица 7 (окончание)

X	Mg	S	Ar	Ca	Fe
X/O Кассиопеи А	0,06?	0,13	0,01	0,003	0,01?
X/O Солнце	0,06	0,05	0,02	0,008	0,21

яркими, иногда меняют форму и постепенно исчезают. Так же развиваются, меняя форму и яркость с характерным временем более 25 лет, стационарные конденсации; наблюдаются вариации нескольких стационарных конденсаций, расположенных за границей радиооболочки. Собственные движения стационарных конденсаций не превосходят $0,02''/\text{год}$, лучевые скорости меняются от -80 до $-430 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Кинематический возраст стационарных конденсаций, определяемый скоростью и расстоянием от центра, равен $11\,000 \pm 2000$ лет.

Обнаружена корреляция между скоростью, химическим составом и морфологией быстрых волокон (ван ден Берг, Кампер, 1985). Волокна, излучающие в линии [OIII], являются более "зфемерными" образованиями по сравнению с компактными сгустками, яркими в линии [SII]; при этом самые высокоскоростные волокна видны только в линии [SII], но не излучают в линии [OIII]. Это означает, по всей вероятности, что разлетается плохо перемешанное вещество взорвавшейся звезды.

Анализ скоростей быстрых волокон позволяет датировать вспышку сверхновой 1658 ± 3 года, а сопоставление лучевых скоростей и собственных движений дает расстояние до остатка $2,8$ кпк (ван ден Берг, 1971). Соответственно радиус оболочки, которая отчетливо выявляется в радио- и рентгеновском диапазонах (см. рис. 22), равен $1,3$ пк на юго-востоке и $1,7$ пк на северо-западе.

В радиодиапазоне наблюдается диффузная оболочка, в которую погружено более 400 ярких компактных конденсаций. Между оптическими волокнами и радиоконденсациями нет взаимно однозначного соответствия, хотя и те и другие лежат в пределах диффузной радиооболочки. Подобно оптическим волокнам, радиоконденсации меняют свою яркость с характерным временем несколько десятков лет. Детальное сравнение "радиофотографий", разделенных эпохой 9 лет, показало, что большинство конденсаций стали слабее в среднем на $3-4\%$ в год, но некоторые увеличили яркость на столько же (Диккел, Грейзен, 1979; Таффс, 1983). Впечатление такое, что вековое ослабление радиопотока Кассиопеи А, о котором мы будем говорить в § 9, хотя и относится к диффузной оболочке, но связано с очень тонкой структурой, возможно, со слабыми, неразрешимыми радиоконденсациями.

В 1977 г. Белл впервые определил собственные движения 30 компактных радиоконденсаций, сейчас число радиодеталей с измеренной скоростью возросло более чем на порядок. Проведены четыре большие серии наблюдений: Белл (1977) и Таффс (1983) на частоте 5 ГГц с помощью Кембриджского 5-километрового радиотелескопа, Диккел и Грейзен (1979) на $2,7 \text{ ГГц}$ с помощью трехантенного интерферометра, Ангерхофер и Перли (см. Таффс, 1983) с помощью системы VLA Национальной радиоастрономической обсерватории США. В главном эти авторы сходятся: радиоконденсации движутся хаотически, иногда наблюдаются поперечные и возвратные движения, а систематическая скорость разлета радиоволокон из центра если и есть, то во всяком случае ниже скорости разлета оптических волокон. В этом последнем пункте мнения разошлись. Белл и Таффс нашли на фоне хаотических движений расширение системы радиоконденсаций, соответствующее характерному времени амплитан разлета 950 лет, т.е. скорости около $1500 - 2000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Две группы американских исследователей не обнаружили

систематического расширения. Отрицательные результаты наблюдений на трехантенном интерферометре могут быть связаны со сложностью учета аппаратной функции при наблюдениях с ограниченным числом длин баз. Наблюдения на VLA пока охватывают лишь короткую эпоху: на симпозиуме MAC № 101 обсуждались предварительные результаты наблюдений, разнесенных всего на 21 месяц. Приведенные на рис. 23 результаты Таффса пока кажутся наиболее надежными, тем более что найденное им расширение выявляется не только по компактным конденсациям, но и по нескольким протяженным образованиям.

Наблюдения остатка в рентгеновском диапазоне свидетельствуют, что эмиссия в области $0,5 - 4,5$ кэВ сосредоточена в двух концентрических тонких оболочках: внутренняя, более яркая характеризуется радиусом $R = 120''$ и толщиной $\Delta R = 17''$ (1,5 пк и 0,25 пк при расстоянии 2,8 кпк), внешняя выражена менее отчетливо и имеет радиус около $150''$, $\Delta R \approx 20''$ (Мюррей и др., 1979; Фабиан и др., 1980). Эта двуслойная яркая оболочка окружена слабым гало, которое постепенно ослабевает наружу и прослеживается вплоть до расстояния $R = 6'$, т.е. совпадает с оптическим гало (Стюарт и др., 1983). Светимость гало $L_{0,5-3 \text{ кэВ}} = 5 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ составляет около 2% светимости яркой туманности. Масса плазмы, сосредоточенной в двух ярких оболочках, найденная в предположении ионизационного равновесия, составляет $15-20 M_{\odot}$ (Фабиан и др., 1980). Учет отклонения от ионизационного равновесия и повышенного содержания тяжелых элементов может уменьшить эту величину примерно вдвое, но даже самая консервативная оценка показывает, что излучение основной массы остатка сосредоточено не в оптической, а в рентгеновской области. Поэтому особенно интересны первые попытки исследования кинематики горячей плазмы по наблюдениям доплеровского смещения рентгеновских линий.

Спектр рентгеновского излучения Кассиопеи А, представленный на рис. 38, подобно спектру SN Тихо Браге и Кеплера, лучше согласуется с излучением двухтемпературной плазмы: $8 \cdot 10^6 - 10^7$ К и $(5-7) \cdot 10^7$ К, объемная мера эмиссии низкотемпературной плазмы в 7-8 раз выше, чем высокотемпературной. Химический состав плазмы низкой температуры, ответственной за излучение в линиях тяжелых элементов Fe, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca и др., отличается от солнечного: обилие Si примерно в 1,5 раза выше нормы и относительное содержание других элементов по отношению к их содержанию k_0 в солнечной плазме составляет $\text{S/Si} \approx 2 k_0$, $\text{Ar/Si} \approx 4 k_0$, $\text{Ca/Si} \approx 2 k_0$ и $\text{Mg/Si} \approx 0,1 k_0$ (Холт, 1983). Тепловое излучение наблюдается вплоть до энергии 25 кэВ (см. рис. 38, с. 119). Высокая электронная температура подтверждается отождествлением двух эмиссионных деталей в области 6,5 - 7,5 кэВ и 8 - 9 кэВ с линиями Fe XXVI (Бзккер и др., 1979).

Маркерт и др. (1983), наблюдая с высоким спектральным разрешением $E/\Delta E \geq 100$ самые яркие и хорошо разрешимые линии Si XIII (1,84 - 1,86 кэВ), S XV (2,43 - 2,46 кэВ) и SXVI (2,62 кэВ), обнаружили смещение линий, излучаемых в северо-западном и юго-восточном секторах оболочки, которое не может быть интерпретировано иначе, как доплеровское смещение, соответствующее относительной скорости $1800 \pm 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Полная ширина линий в каждом секторе соответствует

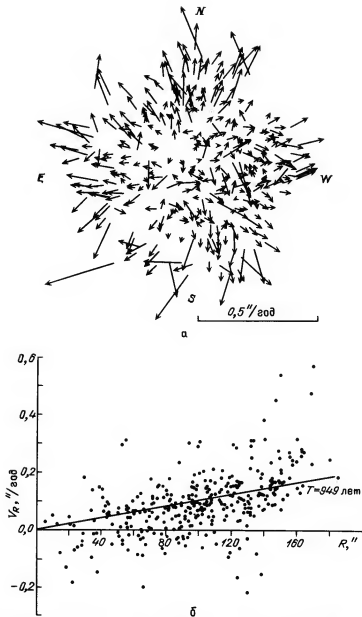


Рис. 23. Собственные движения радиоконденсаций Кассиопеи А по измерениям Таффса (1983): *а* – скорость и направление движения показаны стрелкой, основание которой совпадает с положением конденсации; *б* – радиальная проекция скорости собственного движения в зависимости от расстояния до центра оболочки

$\sim 5000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Асимметрия скорости и распределение яркости во внутренней оболочке свидетельствуют, что мы наблюдаем широкое кольцо, наклоненное к картинной плоскости и расширяющееся со скоростью $\sim 5500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Это первое прямое наблюдательное доказательство того, что основная масса горячей плазмы в остатке движется со скоростью, равной скорости разлета оптических волокон, и значение его трудно переоценить. Асимметрия скоростей оптических волокон (средняя скорость удаляющихся волокон на северо-западе оболочки $4000 - 5000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, а приближающихся — около $2000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) согласуется с такой геометрией выброса.

Попытаемся теперь представить общую модель остатка, опираясь на всю совокупность изложенных наблюдательных данных. Двухслойную структуру излучающей в рентгене оболочки естественно интерпретировать так же, как в случае SN Тихо Браге, а именно: внутренняя яркая оболочка представляет собой вещество выброса, нагретое возвратной ударной волной, слабая внешняя — сгребенный околозвездный газ. Обнаруженное доплеровское смещение рентгеновских линий дает дополнительную аргументацию в пользу такой интерпретации. Скорости расширения $5500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и повышенное обилие тяжелых элементов группы кремния характеризуют низкотемпературную плазму внутренней оболочки, так как именно она ответственна за излучение в линиях. Температура, определяемая скоростью расширения, существенно превосходит температуру $kT_e \leq 2 \text{ кэВ}$, соответствующую рентгеновскому спектру, и это относится к основной массе газа остатка. Поскольку возвратная волна движется по расширяющемуся выбросу с низкой относительной скоростью, такое расхождение находит естественное объяснение: доплеровские скорости соответствуют скорости движения выброса около $5500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в то время как спектр свечения определяется скоростью фронта возвратной волны.

Высокотемпературная плазма представляет собой околозвездный газ, нагретый прямой ударной волной. Быстрые оптические волокна являются плотными сгустками выброшенного вещества, о чем свидетельствуют их скорости и аномальный химический состав. Появление, развитие и постепенное исчезновение быстрых волокон объясняется их "включением" в момент, когда выброшенные "осколки" попадают в область высокого давления горячего газа за фронтом ударной волны (Бычков, 1973, 1974а). Тот факт, что обе компоненты выброса — и осколки, и диффузный газ — движутся со сходными скоростями, свидетельствует, что эффективное торможение оболочки еще не началось. Химический состав быстрых волокон варьирует в очень широких пределах и отличается от состава рентгеновской плазмы. Это понятно, если отдельные сгустки представляют собой "осколки" перемешанного вещества достаточно глубоких слоев звезды.

Стационарные конденсации являются сгустками внешних слоев звезды, выброшенными на ранней стадии, скорее всего в форме медленной оболочки или мощного ветра предсверхновой. Их появление и развитие, так же как локализация в области рентгеновской оболочки, объясняются тем же процессом "включения" при пересечении фронта ударной волны и последующим расширением по мере падения давления окружающего горячего газа. Вещество, выброшенное предсверхновой, также характеризуется

двухкомпонентной структурой: стационарные конденсации представляют собой возмущенные ударной волной плотные сгустки, внешняя рентгеновская оболочка — диффузную компоненту. Слабое внешнее гало, вероятно, образовано газом ветра предсверхновой, еще не возмущенным ударной волной; для выяснения механизма рентгеновского излучения гало нужны дальнейшие наблюдения. Полная масса выброса составляет не менее $10 M_{\odot}$, масса плотных сгустков — около $0,1 - 0,5 M_{\odot}$ — учитывая и те, которые еще не "зажглись", т.е. находящиеся во внутренней области оболочки. Масса сгребенного газа, определяемая яркостью внешней рентгеновской оболочки, соответствует $1-2 M_{\odot}$ при начальной плотности $n_0 = 1-2 \text{ см}^{-3}$ (Маркерт и др., 1983). Это еще один аргумент в пользу ранней стадии расширения практически без торможения, когда $M_{\text{выбр}} > M_{\text{сгр}}$.

Хаотические движения радиоконденсаций, вероятно, не отражают непосредственно движение вещества, а связаны с мелкомасштабными флуктуациями магнитного поля.

Кольцевая структура рентгеновской оболочки может быть следствием асимметрии выброса или асимметрии распределения плотности окружающей среды, т.е. в конечном счете неоднородной потери вещества звездой в стадии предсверхновой (Маркерт и др., 1983). Если распределение плотности окружающего газа вследствие неоднородности ветра (например, более высокой мощности истечения с экватора) имеет тороидальную структуру, в этой плотной области возвратная волна возникнет раньше и сильнее нагреет вещество выброса, даже если последний симметричен. Более простым предположением кажется тороидальный выброс вещества при вспышке сверхновой. Такой выброс может быть следствием быстрого вращения массивной предсверхновой. Расчеты Боденхеймера и Вусли (1983) свидетельствуют, что в этом случае в экваториальной плоскости выбрасывается вещество, обогащенное кислородом и продуктами его горения (см. также Арделян и др., 1979).

Вспышка сверхновой в Кассиопее не наблюдалась. (Было сообщение, что Флемстид, возможно, наблюдал сверхновую в 1680 г., но пока этот факт установлен не очень надежно.) Принимая во внимание высокий уровень европейской астрономии того времени и полное отсутствие каких-либо записей о событии в китайских хрониках, можно думать, что сверхновая была на несколько звездных величин слабее "нормальных" SN I и SN II и имела в максимуме блеск $M_V \approx -16,5^m$, если учесть межзвездное поглощение света.

Аномально слабая вспышка может быть связана с тем, что массивная звезда лишилась внешних, богатых водородом слоев в процессе эволюции еще до вспышки и не проходила стадии сверхгиганта с мощной истекающей атмосферой. В этом случае, согласно расчетам Имшенника, Надежина (1970) и Шевалье (1976), блеск сверхновой в максимуме оказывается на $5-6^m$ слабее стандартного значения. Предположение о том, что массивная предсверхновая интенсивно теряла вещество до вспышки, согласуется с выводом о звездном происхождении газа в окрестности остатка, сделанным на основании наблюдений туманности.

Таким образом весь комплекс наблюдений Кассиопеи А приводит к следующей модели остатка: двухкомпонентный выброс (компактные "осколки" и диффузная оболочка, вероятно, кольцевой формы) взаимодей-

стует с веществом двухкомпонентного ветра предсверхновой (плотные сгустки и разреженный однородный газ ветра). Эффективное торможение выброшенной оболочки, и тем более плотных "осколков", еще не началось. Начальная масса предсверхновой на главной последовательности была не меньше $10 M_{\odot}$, скорее всего $20-25 M_{\odot}$; внешняя водородная оболочка была потеряна звездой до вспышки. Вероятным кандидатом вспыхнувшей звезды является компактное гелиевое ядро проэволюционировавшей массивной звезды, т.е. звезда Вольфа-Райе.

G 292,0 + 1,8. Этот галактический остаток сверхновой является аналогом Кассиопеи А: в его оптическом спектре преобладают линии кислорода и неона, а рентгеновское изображение свидетельствует о тороидальной структуре выброшенного вещества. Радиоостаток первоначально относили к типу комбинированных, так как он состоит из яркого центрального источника размером около $2'$ и более слабого плато размером около $9-10'$ (Локхарт и др., 1977). Но распределение спектрального индекса: $\alpha = -0,2$ на периферии и $\alpha = -0,4$ в центре, тепловой спектр рентгеновского излучения и отсутствие центрального компактного рентгеновского источника свидетельствуют против такой интерпретации.

Яркие в линиях O и Ne волокна неравномерно заполняют радиоостаток; спектральный контур линий состоит из яркого узкого пика ($\Delta\nu \leq 90 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) и широкой п-образной подложки ($\Delta\nu = 2000-2500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) (Госс и др., 1979; Мардин и Кларк, 1979). Узкие линии, в том числе и H_β , излучаются всюду в остатке и за его пределами и скорее всего связаны с эмиссией близкой НII области. Широкие линии O и Ne излучаются только в плотных компактных конденсациях внутри радиоисточника; широкая компонента водородных линий не обнаружена. Температура в волокнах составляет $(2-3) \cdot 10^4 \text{ К}$, плотность — около 2500 см^{-3} (Допита и Туохи, 1984). Исследования поля скоростей показали, что волокна представляют собой часть оболочки, расширяющейся со средней скоростью около $2200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Браун и др., 1983).

Рентгеновские наблюдения обнаружили уникальную структуру объекта (Туохи и др., 1982). После этих наблюдений, собственно, и появилась идея кольцевого выброса в богатых кислородом остатках. Рентгеновский источник имеет структуру эллиптического диска размером $8' \times 6,5'$, пересеченной вдоль малой оси яркой раздвоенной перемычкой. Рентгеновский диск практически совпадает с радиоплато. Перемычка тонкая, расстояние между ее компонентами около $1'$, длина — около $6'$. Такая структура может быть следствием тороидального выброса вещества (например, в экваториальной плоскости звезды), ориентированного ребром к наблюдателю.

Распределение яркости и скорости быстрых оптических волокон не выявляет кольцевой структуры (Браун и др., 1983), но и в случае Кассиопеи А кольцевой выброс отчетливо наблюдается только в рентгене. Принимая в качестве скорости расширения тора $v_{\text{расш}} = 2200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (это разумное предположение, поскольку размер перемычки примерно равен размеру остатка), имеем при расстоянии 5 кпк (Госс и др., 1979) линейный радиус около 4 пк и возраст выброса — около 1800 лет, если торможение еще не началось.

Отношение концентрации Ne/O в волокнах туманности, как и в Кассиопее А, свидетельствует, что предсверхновая была достаточно массивной звездой, $M_{\text{нач}} \geq 25 M_{\odot}$ (Туохи и др., 1982).

N 132 D в БМО. Этот внегалактический объект относится к тому же классу остатков сверхновых. Здесь, как и в Кассиопее А, наблюдается система быстрых волокон и медленных конденсаций. Первые характеризуются лучевой скоростью $1000\text{--}3000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и излучают только в линиях [OII], [OIII], [NeII] и [ArII] при полном отсутствии водорода: $I_{\text{[OIII]}}/I_{\text{H}\beta} > 1000$. Спектр стационарных конденсаций более нормальный, лучевые скорости не превосходят $600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, плотность соответствует $(2\text{--}8) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (Ласкер, 1978, 1980). Яркие оптические волокна и конденсации заключены в сферически-симметричной области диаметром 6 пк, окруженной слабым диффузным диском диаметром 32 пк, излучающим не только линии кислорода, но также $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ и [NII]. Яркий синхротронный радиоисточник совпадает с центральной волокнистой туманностью. Рентгеновский источник связан с протяженным диффузным диском размером около 30 пк, спектр излучения тепловой, двухкомпонентный: $kT = 0,5\text{--} \text{кэВ}$ и $kT \approx 4 \text{ кэВ}$, с яркими линиями O, Mg, Si, S; содержание тяжелых элементов повышено (Кларк и др., 1982).

Распределение яркости и лучевой скорости богатых кислородом оптических волокон соответствует ориентированному под углом 45° кольцу, расширяющемуся со средней скоростью $2250 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Ласкер, 1980). Возраст, определяемый размером и скоростью кольцевого выброса, равен 1300 лет в предположении свободного разлета. Если граница рентгеновского источника и диффузного оптического диска определяет положение фронта ударной волны, скорость распространения волны должна быть около $10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Впрочем, по аналогии с Кассиопеей А можно думать, что собственно остаток сверхновой представлен яркой туманностью и синхротронным радиоисточником размером 6 пк, а слабое дискообразное гало вокруг остатка образовано ветром предсверхновой.

IE 0102,2 – 7219. Это ярчайший рентгеновский источник в ММО; его оптические волокна излучают в основном в линиях кислорода. Яркая туманность размером $\sim 24''$ (7 пк) окружена слабым внешним гало диаметром около $3,5'$, спектр которого характеризует область NII высокого возбуждения (Допита и др., 1981). Кольцевая область между яркими волокнами и гало практически лишена оптической эмиссии, но рентгеновское излучение наблюдается вплоть до расстояния $\sim 20''$, где начинается гало. Скорости волокон меняются от -2500 до $+4000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, их распределение в картинной плоскости соответствует пространственной геометрии сильно изогнутого тора, расширяющегося со скоростью $3300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Туохи и Допита, 1983). Это единственный объект среди богатых кислородом остатков, в котором тор значительно отклоняется от плоскости, что наводит на мысль о сильном возмущении в момент выброса. Возраст, определяемый размером и скоростью, соответствует 10^3 лет. В этом остатке впервые найдена линия HeII (4686 \AA) в гало, что свидетельствует об ионизации не звездой раннего спектрального класса, а сверхновой в момент вспышки или жесткой фотонной радиацией ударной волны. Спектр свечения быстрых волокон подобен спектрам G 292,0 + 1,8 и

N 132 D: видны только линии [OI], [OII], [OIII] и [NeIII], [NeV]; характерные значения температуры $T_e = 23\,000$ К и плотности $n_e \approx 100\text{ см}^{-3}$ (Допита, Туюхи, 1984).

Остаток сверхновой в NGC 4449. В 1978 г. на периферии неправильной галактики NGC 4449 был открыт нетепловой радиоисточник, по светимости превосходящий ярчайший галактический объект Кассиопею А в 25 раз (см. Блайр и др., 1983, 1984а; Бигнел и Секвист, 1983 и ссылки там). По спектру радиоизлучения ($\alpha = -0,6$) объект был классифицирован как молодой остаток сверхновой. В его оптическом спектре наблюдаются две системы линий: узкие, связанные с близлежащей областью HII, и широкие линии [OI], [OII], [OIII], [NeIII], [SII], ширина которых в шкале лучевых скоростей соответствует $7000\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Блайр и др., 1983). Широкие линии водорода не обнаружены; спектр, как видим, подобен спектру быстрых волокон Кассиопеи А. Температура в области свечения [OIII] составляет $(4-5) \cdot 10^4$ К, плотность в ярких волокнах $n_e = 10^5 - 10^6\text{ см}^{-3}$, т.е. значительно выше, чем в волокнах Кассиопеи А. Полная масса кислорода в остатке — около $0,01 M_\odot$, что в 50 раз выше, чем в быстрых волокнах Кассиопеи А (Блайр и др., 1983). Угловой размер радиоисточника не превышает $0,04 - 0,06''$ (де Бруин, 1983), что соответствует радиусу не больше $0,7$ пк. Принимая скорость расширения $\sim 3500\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, находим предельный возраст $t \leq 200$ лет в предположении, что оболочка еще разлетается без торможения. С остатком связан мощный рентгеновский источник $L_{0,2-4\text{ кэВ}} = 8 \cdot 10^{38}\text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ (Блайр и др., 1983), спектр излучения неизвестен, но считая, по аналогии с Кассиопеей А, что температура в остатке близка к 10^7 К, авторы дают грубую оценку массы горячей плазмы $M_X \approx 25 M_\odot$. Содержание тяжелых элементов в выбросе в 5–50 раз выше, чем в плазме солнечного состава. Грубая оценка содержания неона и серы по отношению к кислороду по интенсивности [NeIII]/[OIII] и [SII]/[OII] согласуется, в рамках модели Вусли, Уивера (1982), со взрывом массивной звезды $M_{\text{нач}} \approx 15-20 M_\odot$.

Как видим, яркий объект на периферии NGC 4449 представляет раннюю стадию развития богатых кислородом остатков. Верхняя граница размера и возраста говорят о крайней молодости остатка, что объясняет его высокую радио- и рентгеновскую светимость.

Корма А. Не исключено, что к этому же типу относится хорошо известный старый остаток сверхновой Корма А (см. § 6). Недавно Уинклер и Киришнер (1984) выявили в нем новые быстрые волокна с очень сильными линиями кислорода и слабыми линиями водорода. Возможно, эти волокна, разлетающиеся из центра со скоростью около $1600\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, являются аналогом быстрых волокон Кассиопеи А, в то время как яркие медленные волокна, скорость которых не превышает $300\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, — аналогом стационарных конденсаций.

0540 – 69,3 в БМО. Объект чрезвычайно интересный, поскольку сочетает признаки богатых кислородом остатков и плерионов (см. § 3). Принадлежность к классу богатых кислородом остатков определяется спектром оболочки, окружающей центральную синхротронную туманность. Впрочем, некоторая аномальность спектра — отсутствие линий [NeIII], [NeV] и очень сильная эмиссия [SII] — выделяет 0540 – 69,3 среди

обсуждаемых здесь объектов. Задача будущих детальных исследований во всем диапазоне энергий — решить, существенны ли эти различия или сочетание плерионов с богатыми кислородом оболочками является естественным завершением эволюции некоторых звезд и чем эти звезды отличаются от других. Пока, как упоминалось в § 3, именно объект 0540 — 69,3 кажется наиболее подходящим кандидатом в остатки вспышек сверхновых II типа.

Резюмируя представленные наблюдательные данные, можно констатировать, что существует единый и достаточно многочисленный класс остатков сверхновых, типичным представителем которого является Кассиопея А. Этот класс, получивший название "богатые кислородом остатки", характеризуется следующими общими свойствами:

1. Основной идентификации объектов этого класса может служить спектр волокон, в котором преобладают линии кислорода, видны достаточно сильные линии неона или серы и полностью отсутствует излучение водорода и азота. (Последнее верно только при наблюдениях с высоким угловым разрешением, позволяющим разделить излучение быстрых волокон, диффузной оболочки и гало.)

2. Молодые объекты этого класса характеризуются тороидальной структурой, особенно ярко выраженной в мягком рентгеновском диапазоне. Скорее всего тор представляет собой обогащенный кислородом выброс, нагретый возвратной ударной волной. Скорость расширения тора меняется в пределах $2000-6000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, масса $2-10 M_{\odot}$. Наряду с тором наблюдается более слабая сферическая оболочка примерно того же размера, т.е. при вспышке происходят и сферически-симметричный, и кольцевой выброс вещества.

3. Остатки этого класса окружены слабым протяженным гало, оптический спектр которого характеризует область III высокого возбуждения (наблюдается линия $\text{He II } 4686 \text{ \AA}$); гало вокруг Кассиопеи А излучает в мягком рентгеновском диапазоне.

4. Светимость богатых кислородом остатков в радио- и рентгеновском диапазонах в несколько десятков раз превосходит светимость остатков SN I и SN II сходного возраста. Этим, разумеется, объясняется богатство внегалактических представителей этого класса. Но учитывая, что основной признак идентификации — преобладание кислородных линий — может наблюдаться лишь в начале эволюции, не более $(1-2) \cdot 10^3$ лет, пока масса сброшенного межзвездного газа не превысит существенно массу выброса, можно заключить, что вспышки этого типа происходят часто. Мы покажем в § 9, что образующиеся при вспышках SN II плерионы легко идентифицируются тоже на протяжении первых тысяч лет. Поскольку число плерионов и богатых кислородом остатков сравнимо (из 6 исторических сверхновых в Галактике 2 плериона и 1 богатый кислородом, среди 25 уверенно идентифицированных остатков в БМО 3 плериона и 2 богатых кислородом), можно думать, что вспышки этих двух типов происходят одинаково часто.

5. Богатые кислородом остатки образуются при вспышках массивных звезд. Этот вывод следует, во-первых, из оценки массы выброса по его рентгеновской светимости и, во-вторых, из сравнения обилия кислорода и неона в волокнах с современными теоретическими представлениями о нуклеосинтезе в массивных звездах.

6. Звездный остаток — пульсар найден лишь в одном "нетипичном" объекте 0540—69,3. В остальных богатых кислородом остатках отсутствие центрального пульсара доказывается как прямыми наблюдениями — отсутствием компактных рентгеновских источников, так и косвенными — тепловым спектром рентгеновской эмиссии, оболочечной структурой радиоизображения и крутым радиоспектром $\alpha \approx -0,5$.

7. Массивный предшественник сверхновой характеризуется сильным истечением вещества. Во-первых, в спектре выброса практически полностью отсутствует водород; это значит, звезда потеряла внешние водородные слои до вспышки. Во-вторых, химический состав стационарных конденсаций Кассиопеи А говорит об их звездном происхождении, а низкая скорость — о том, что этот газ выброшен не во время вспышки. В-третьих, вещество ветра, ионизованное при вспышке, по всей видимости, наблюдается как слабое гало вокруг остатков этого класса.

8. Возможно, сверхновые этого типа имеют аномально низкую светимость в максимуме, примерно на 5^m слабее $CN I$ и $CN II$, но этот вывод основан пока на наблюдениях объекте Кассиопеи А.

Таким образом, на основе чисто наблюдательных фактов можно сделать фундаментальные выводы о природе вспышек этого типа. Предсверхновая должна быть массивной звездой, интенсивно теряющей вещество в процессе эволюции. Поскольку выброс полностью лишен водорода, можно предполагать, что предсверхновая была компактным гелиевым ядром массивной протозвонционировавшей звезды; наиболее подходящий кандидат — звезда Вольфа—Райе. Тороидальная структура обогащенного кислородом вещества свидетельствует об асимметричном выбросе или асимметричном истечении вещества предсверхновой. Такая асимметрия в первую очередь наводит на мысль о быстром вращении звезды. Боденхеймер и Вусли (1983) показали, что быстрое вращение массивной звезды ($M_{\text{нач}} = 20 - 30 M_{\odot}$) может объяснить взрыв сверхновой, сопровождающийся тороидальным выбросом вещества в экваториальной плоскости (см. § 5).

Можно также предположить, что звезда Вольфа—Райе входила в двойную систему и была "вторичной" компонентой пары, т.е. звездой WR с компактным релятивистским спутником, такой, какие наблюдаются в центре кольцевых туманностей (см. гл. III). В этом случае тороидальная структура выброса или предшествующее вспышке истечение в экваториальной плоскости могут быть следствием вращения компактного спутника в атмосфере звезды, возможно, заканчивающегося образованием двойного ядра.

§ 5. ВСПЫШКИ ЗВЕЗД РАЗНОЙ МАССЫ И ОБРАЗОВАНИЕ КОМПАКТНОГО ЗВЕЗДНОГО ОСТАТКА

Вспышка сверхновой сопровождается выделением энергии — механической и в форме излучения — в количестве не менее 10^{51} эрг; эта оценка следует как из наблюдений сверхновых, так и из наблюдений старых затормозившихся оболочек. Такая энергетика в масштабе звезды может быть связана с гравитационным коллапсом ядра (при сжатии до размера нейтронной звезды $R = 10$ км выделяется энергия связи $GM/R^2 \approx 10^{53}$ эрг) или с термоядерным взрывом ядра достаточно массивной звезды (термоядерная энергия синтеза составляет $\sim 2 \cdot 10^{51}$ эрг на $1 M_{\odot}$ углеродного ядра).

Исчерпывающей теории, описывающей конечные стадии эволюции звезд: образование белых карликов, коллапс нейтронных звезд и черных дыр или полный разлет звезды в результате термоядерного взрыва — пока нет. До конца не ясен и механизм вспышки сверхновой, завершающий некоторые из путей звездной эволюции. С одной стороны, имеется большое число теоретических исследований эволюции звезд; модели внутреннего строения и эволюции просчитаны практически для звезд любой начальной массы. С другой стороны, развита теория вспышек сверхновых I и II типов, хорошо объясняющая наблюдаемые спектры и кривые блеска сверхновых. "Сшивание" этих двух направлений теоретических исследований является слабым местом: нет четкого взаимно однозначного перехода от равных стадий эволюции, описываемых эволюционным треком звезды на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, к завершающему термоядерному взрыву или коллапсу ядра с передачей энергии связи срывааемым внешним слоям. Однако отдельные звенья сложной цепи явлений, приводящих к вспышке сверхновой, уже обозначились достаточно определенно.

Рассмотрим сначала чисто наблюдательные факты, ибо в конечном счете наблюдения, а не теория должны дать ответ на фундаментальные вопросы: какова начальная масса звезд, дающих вспышку сверхновой? взрываются или коллапсируют звезды? остаются ли звездные остатки в форме нейтронной звезды или черной дыры?

Начальная масса предсверхновых I и II типов может быть оценена на основе распространенности сверхновых в галактиках разного морфологического типа и внутри галактики. Концентрация СН II к спиральным рукавам и отсутствие связи с рукавами у СН I — один из наиболее надежных методов оценки времени жизни, т.е. начальной массы предсверхновых. Но количественное определение времени, которое звезда данной массы проводит в рукаве, может быть сделано очень грубо, так как зависит от траектории газового комплекса и звезды в рукаве и от скорости спирального узора. А в оценку массы, разумеется, входит неопределенность чисто теоретического параметра — времени жизни звезды данной массы.

Мы убедились в § I, что сверхновые II типа вспыхивают только в спиральных галактиках и никогда не вспыхивают в эллиптических. Частота вспышек СН II коррелирует с цветом галактики, определяемым интенсивностью звездообразования. Внутри спиральных галактик СН II распределены неизотропно, выявлена их сильная концентрация к спиральным рукавам. На этом основании Шкловский (1960а) и Тинсли (1975, 1977) сделали вывод, что звезды, дающие вспышку СН II, должны быть молодыми массивными звездами спектральных классов O — ранних B на главной последовательности, $M_{\text{нач}} \geq 6 - 8 M_{\odot}$, время жизни которых не превышает $\sim 3 \cdot 10^7$ лет.

Обнаружена линейная зависимость частоты СН II от потока H_{α} -излучения S-галактик, который определяется числом звезд OB и их ультрафиолетовой светимостью, проинтегрированной по времени жизни звезды данной массы (Кенникутт, 1984). Это позволяет определить нижнюю границу начальной массы звезд, дающих вспышку СН II. Учитывая ошибки, связанные с возможной недооценкой частоты СН II, с неопределенностью начальной функции масс, грубым подсчетом ионизирующей радиации звезд, основанном на моделях звездных атмосфер и эволюционных треках звезд разной массы,

с ошибками оценки расстояния до галактик и т.д., Кенникутт (1984) дает нижнюю границу $M_{\text{нач}}$ (СН II) в пределах от 5–6 до $12 M_{\odot}$, причем наиболее вероятно значение $M_{\text{нач}}$ (СН II) $> 8 M_{\odot}$.

С оценками, вытекающими из статистики внегалактических сверхновых, согласуется начальная масса предсверхновой II типа, вспыхнувшей в 1054 г.: масса Крабовидной туманности — около $2 M_{\odot}$ плюс масса звездного остатка (нейтронной звезды) — около $1 M_{\odot}$ плюс масса газа в гало, по всей вероятности выброшенного в форме звездного ветра, — около $7-8 M_{\odot}$ (см. § 3).

Верхняя граница начальной массы звезд, кончающих жизнь вспышкой сверхновой, определяется менее уверенно, хотя и здесь наметился определенный прогресс. Во-первых, появились прямые оценки массы выброшенного вещества по его рентгеновской светимости, и, как показали наблюдения молодых галактических остатков, масса выброса составляет несколько M_{\odot} , в Кассиопее А — до $10 M_{\odot}$. Начальная масса, учитывая медленную потерю вещества до вспышки, была, соответственно, еще больше. Во-вторых, наблюдаемое в волокнах Кассиопеи А и сходных с ней объектах содержание тяжелых элементов может быть объяснено лишь нуклеосинтезом в массивных звездах ($M_{\text{нач}} \approx (20-30) M_{\odot}$) и при условии, что выбрасывается значительная масса вещества, до $10 M_{\odot}$.

В то же время появились наблюдения, которые, возможно, свидетельствуют о том, что массивные звезды, $M_{\text{нач}} \geq 15-25 M_{\odot}$, коллапсируют, не давая вспышки сверхновой. Наблюдения галактических рассеянных звездных скоплений в линии СО, проведенные Башем и др. (1977), показали, что эмиссия наблюдается в молодых скоплениях, содержащих звезды более ранние чем В0, и не наблюдается в скоплениях, таковых не содержащих. Статистика достаточно уверенная: излучение СО найдено в 24 из 28 скоплений с молодыми звездами класса О и не найдено в 35 из 38 скоплений, в которых самыми ранними являются звезды класса В1. Объяснение этому факту дали Уилер и Баш (1977), предположив, что массивные звезды класса О с $M_{\text{нач}} = 15-25 M_{\odot}$ не взрываются и выметание газа из скоплений происходит лишь после того, как с главной последовательности начинают уходить менее массивные звезды, кончающие жизнь вспышкой сверхновой. Поскольку это пока единственный наблюдательный факт, ограничивающий массу предсверхновой сверху, аргументация, безусловно, должна быть обоснована дальнейшими наблюдениями и анализом возможной селекции наблюдений.

Сверхновые типа I вспыхивают в эллиптических галактиках, причем наблюдаются на периферии Е-галактик (ван ден Берг, Маза, 1976). Отсюда следует, что вспыхивают старые звезды гало, возраст которых составляет 10^{10} лет, масса — около $1 M_{\odot}$. Только такие звезды имеют время жизни, равное возрасту эллиптических галактик, а звездобразование на современном этапе там если и происходит, то темп его низок из-за отсутствия холодного газа.

С другой стороны, согласно табл. 1, СН I чаще встречаются (на единицу массы) в спиральных, чем в эллиптических галактиках, что свидетельствует против идентификации СН I в S-галактиках со вспышками звезд старого населения гало. Об этом же говорит отмеченное Цветковым (1986б) отсутствие значимых различий в частоте, радиальном распределении и z -координате СН I и СН II в спиральных галактиках. Еще один наблюдательный

аргумент в пользу более молодого населения предсверхновых I типа, чем это следует из их встречаемости в Е-галактиках, — повышенная частота СНI в галактиках с аномальной активностью звездообразования. Высокую частоту вспышек в этих звездных системах естественно связать с большим числом массивных звезд, а не с долгоживущими звездами малой массы. Это галактики типа IO; морфологически они ближе к ранним эллиптическим системам, но выявляют признаки звездообразования на современном этапе. Отсюда Тинсли (1979); Эмлер, Тинсли (1979) делают вывод, что начальная масса предсверхновых I типа составляет около $4-6 M_{\odot}$, во всяком случае не менее $2 M_{\odot}$. (С массивными звездами связаны СНIb, см. с. 280.)

Верхний предел массы предшественников СНI получается из тех соображений, что вспышки этого типа не концентрируются к спиральным рукавам. Следовательно, начальная масса предсверхновых не превышает $6-8 M_{\odot}$, а время жизни — не менее $3 \cdot 10^7$ лет. (Такое время жизни объясняет, почему СНI не видны вблизи областей звездообразования: они успевают уйти на несколько килопарсек при характерных пекулярных скоростях этого типа населения около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. (Это относится к СНIa, см. с. 280.)

Приведенные оценки массы предсверхновых I типа, сделанные на основе чисто эмпирических данных, свидетельствуют в пользу двойственности происхождения СНI (см. Шкловский, 1984). Но в любом случае это должны быть сильно проэволюционировавшие звезды, практически полностью потерявшие внешние водородные слои, такие как белые карлики, гелиевые ядра звезд WR, компоненты тесных двойных систем после перетекания массы. (Разделение на два класса: СНIa и СНIb уже сделано, см. с. 280.)

Не исключено, впрочем, что в некоторых Е-, S0-галактиках продолжается звездообразование из газа, теряемого звездами. Во всяком случае именно так Колдуэлл и Эмлер (1981) интерпретируют обнаруженную корреляцию частоты сверхновых с положением этих галактик в скоплениях, т.е. с темпом выметания газа динамическим давлением горячей межгалактической среды. Гусейнов и др. (1980) также отмечают, что более половины Е- и S0-галактик, в которых наблюдались СНI, обнаруживают аномалии, вероятно, свидетельствующие о продолжающемся звездообразовании. Недавно произошло знаменательное событие: в рентгеновском диапазоне непосредственно обнаружено излучение горячего газа в эллиптических галактиках, причем количество его оказалось практически таким же, как в спиральных системах (Фибиан, 1985). Насколько серьезно повлияет этот факт на наши представления о звездообразовании в Е-галактиках, а следовательно и о начальной массе предсверхновых I типа, пока говорить преждевременно. Судя по всему, звездообразование в этих звездных системах продолжается и на современном этапе, но образуются маломассивные звезды.

В заключение остановимся на ограничении снизу начальной массы звезд, дающих в конце эволюции вспышку сверхновой. Какова масса звезд, которые кончают жизнь "спокойно", превращаясь в белые карлики после сброса планетарной туманности и медленно остывая? Такие оценки делаются по наблюдениям рассеянных звездных скоплений (Уилер, 1978; Тинсли, 1977). Число белых карликов в Гиадах свидетельствует, что начальная масса этих звезд не превышала $2-6 M_{\odot}$, с наиболее правдоподобным значением $M_{\text{нач}} \leq 3-4 M_{\odot}$ (ван ден Хойвел, 1975). Наблюдения других скопле-

ний дают $M_{\text{нач}} \leq 5 - 6 M_{\odot}$. Впрочем, появилась тенденция к увеличению массы предшественников планетарных туманностей, в частности, $M_{\text{нач}}$ ядра NGC 7027, определяемая с учетом массы гало по наблюдениям в линии CO составляет $\sim 6 M_{\odot}$ (Кнапп и др., 1982). "Перекрытие" диапазонов начальной массы планетарных туманностей и СН I не страшно, поскольку лишь незначительная часть белых карликов может дать впоследствии вспышку СН I. Это следует из простой оценки: в Галактике ежегодно образуются 1–3 планетарные туманности, а вспышки СН I происходят не чаще, чем раз в 50 лет.

Перечисленные наблюдательные факты дают следующую грубую классификацию для одиночных звезд в спиральных галактиках (см. также Уилер (1978), Тинсли (1979), Шкловский (1978, 1983)): белые карлики образуются в результате эволюции звезд с начальной массой менее $4-6 M_{\odot}$ и временем жизни $\sim 10^8$ лет; часть звезд с массой от 4 до $6-7 M_{\odot}$ дают вспышки сверхновых I типа после $(3-9) \cdot 10^7$ лет эволюции; сверхновые II типа образуются из звезд с начальной массой от 6 до $15-20 M_{\odot}$, время жизни которых составляет $(2-3) \cdot 10^7$ лет; более массивные звезды не дают вспышек сверхновых, вероятно, образуя черные дыры. Предсверхновые I типа скорее всего неоднородны: это либо сильно проэволюционировавшие объекты типа белых карликов с массой, слегка превышающей чандрасекаровский предел, либо гелиевые звезды, сбросившие водородную оболочку, возможно, компоненты тесных пар. (Оговорка об одиночных звездах сделана потому, что приведенные оценки начальной массы по времени жизни звезды не учитывают перетекание массы в тесных двойных системах, существенно меняющее темп эволюции.)

Рассмотрим теперь чисто наблюдательные данные о том, что происходит с ядром звезды при вспышке сверхновой, а именно, какие вспышки образуют нейтронную звезду или черную дыру и когда ядро разлетается полностью. Открытие пульсаров в Крабовидной туманности и в Парусах XYZ явилось блистательным подтверждением идеи Бааде и Цвикки о том, что сверхновые связаны с превращением обычной звезды в нейтронную. В семидесятые годы считалось, что вспышка сверхновой всегда сопровождается образованием нейтронной звезды, а отсутствие пульсаров в других остатках объяснялось "неудачной" ориентацией, т.е. тем, что земной наблюдатель не попал в узкую диаграмму направленности излучения пульсара. Ситуация коренным образом изменилась после запуска обсерватории "Эйнштейн", одной из важнейших задач которой были поиски нейтронных звезд в молодых остатках сверхновых. Прежде чем перейти к изложению результатов поисков и выводов, которые из них следуют, перечислим наблюдательные методы, позволяющие обнаружить сколлапсировавшее ядро вспыхнувшей звезды — нейтронную звезду или черную дыру.

1. Единственное безусловное свидетельство — пульсар в центральной области остатка, наблюдаемый в радио-, рентгеновском, оптическом и γ -диапазонах. Учитывая большую скорость, приобретаемую звездным остатком при вспышке в двойной системе или вследствие асимметричного взрыва ($100-300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, судя по наблюдениям пульсаров), пульсар может быть не в центре и даже за пределами очень старого остатка сверхновой. Генетическая связь пульсара с протяженным остатком должна быть доказана.

2. Излучение горячей поверхности нейтронной звезды может быть зафиксировано как компактный рентгеновский источник с тепловым спектром излучения. В отличие от пульсара, это излучение может наблюдаться при любой ориентации, и именно с этим обстоятельством были связаны большие надежды, возлагаемые на обсерваторию "Эйнштейн". Температура поверхности нейтронной звезды может быть различной у магнитных полюсов и на экваторе, т.е. тепловое излучение тоже может быть модулировано с периодом вращения нейтронной звезды.

3. Нейтронная звезда или черная дыра в тесной двойной системе может наблюдаться как рентгеновская двойная: рентгеновское излучение связано с аккрецией вещества, перетекающего со спутника, а периодическая переменность — с орбитальным движением системы и прецессией.

Кроме этих прямых указаний, существование звездного остатка, инжектирующего свежие релятивистские частицы, доказывается следующими косвенными признаками:

4. Протяженный источник синхротронного рентгеновского излучения, яркость которого растет к центру (меньшего размера и с более жестким спектром, чем тепловое излучение плазмы за фронтом ударной волны).

5. Принадлежность радиоостатка к классу плерионов или комбинированных (плерион с оболочкой), см. § 9.

Разумеется, в идеальном случае должны наблюдаться все перечисленные признаки.

Т а б л и ц а 8

Пульсары, связанные с остатками вспышек сверхновых

Характеристики	Остаток			
	Крабовидная туманность	Паруса XYZ	MSH 15-52	0540-69.3
Пульсар	PSR 0531 + 21	PSR 0833-45	PSR 1509-58	PSR 0540-69
Диапазон *)	p, o, X, γ	p, o, γ, X	p, X	X, o
P, с	0,033	0,089	0,150	0,0502
\dot{P} , с · с ⁻¹	$4,23 \cdot 10^{-13}$	$1,25 \cdot 10^{-13}$	$1,49 \cdot 10^{-12}$	$4,8 \cdot 10^{-13}$
$t_{\text{лет}} = 0,5P/\dot{P}$	1230	11 200	1690	$1,7 \cdot 10^3$
$t_{\text{ост}}$, лет	930	$15 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$	~ 800-1100
L, эрг · с ⁻¹	$5 \cdot 10^{38}$	$7 \cdot 10^{36}$	$2 \cdot 10^{37}$	$(1-2) \cdot 10^{38}$
T _{и.з.} , 10 ⁶ K	2,0 - 2,5	0,9 - 1,5	2,5	
L _X (синхротр.), эрг · с ⁻¹	$2 \cdot 10^{37}$	$\begin{cases} 4 \cdot 10^{32} \text{ (Vela A **)} \\ 5 \cdot 10^{33} \text{ (Vela B **)} \end{cases}$	$1,6 \cdot 10^{35}$	$8 \cdot 10^{36}$
D _X (синхротр.),	0,8 × 0,5	$\begin{cases} \sim 0,1 \text{ (Vela A)} \\ 4 \times 8 \text{ (Vela B)} \end{cases}$	4,7 × 8,5	≤ 2
Тип остатка	Плерион	Плерион + оболочка	Оболочка	"Богатый кислородом"

*) p — радио, o — оптический, X — рентгеновский, γ — гамма-диапазоны.

**) Vela A — рентгеновское пятно размером ~ 1', Vela B — туманность размером 30' × 60'.

Сегодня четыре пульсара надежно связаны с остатками вспышек сверхновых: кроме давно известных Крабовидной туманности (§ 3) и Парусов XYZ (§ 6), недавно обнаружены пульсары в остатках MSH 15–52 (§ 6) и 0540–69,3 в БМО (§ 4). Сведения о них приведены в табл. 8 соответственно по строкам: 1 – остаток сверхновой; 2 – пульсар, 3 – диапазон, в котором наблюдается пульсирующее излучение; 4 и 5 – период и замедление периода пульсара; 6 – возраст пульсара $t = 0,5P/\dot{P}$; 7 – возраст остатка сверхновой (кинематический для всех объектов, кроме SN 1054 г.); 8 – темп потери энергии вращения пульсара; 9 – температура нейтронной звезды по потоку теплового рентгеновского излучения компактного источника в предположении чернотельного излучения при радиусе 15 км; 10 и 11 – светимость и размер протяженного источника синхротронного рентгеновского излучения; 12 – тип остатка вспышки сверхновой. Исползованны данные Сьюарда (1983), Хелфанда (1983), Сьюарда, Харндена (1984), Харндена, Сьюарда (1984), Манчестера и др. (1985), Миддледица, Пеннилейкера (1985).

Приведенные оценки температуры нейтронной звезды имеют чисто ориентировочный характер, так как даже в наиболее исследованном пульсаре PSR 0531+21 они сделаны по излучению между импульсами на уровне $\sim 1\%$ максимальной интенсивности и не учитывают возможной переменности теплового излучения. В пульсаре PSR 0833–45 рентгеновская эмиссия постоянна и полностью считалась тепловой, в PSR 1509–58 температура получена из анализа формы импульса и предполагает сильный градиент между полюсом и экватором.

Как видим, самым молодым и наиболее энергичным является пульсар в Крабовидной туманности. Возраст пульсара PSR 1509–58 составляет ~ 1700 лет и сильно отличается от возраста туманности, равного $\sim 10^4$ лет (см. § 6).

Пульсары окружены протяженными рентгеновскими источниками, меньшими по размеру, чем соответствующие радиоостатки. Вокруг самого близкого пульсара PSR 0833–45 наблюдается, кроме того, компактная рентгеновская туманность диаметром около 0,1 пк, в остальных объектах такая туманность оказывается ниже порога углового разрешения обсерватории "Эйнштейн".

В радиолучах Крабовидная туманность – типичный плерион; Паруса XYZ – комбинированный (Паруса X – плерион, Паруса YZ – часть оболочки); в MSH 15–52 спектр радиоизлучения ($\alpha = -0,34$) характеризует классический оболочечный остаток, плерион либо не наблюдается, либо дает очень слабый вклад в радиоизлучение центральной области. Остаток вспышки сверхновой 0540–69,3 сочетает признаки плериона и "богатых кислородом" остатков, прототипом которых является Кассиопея А (см. § 4). Напомним, что из 6 объектов этого класса звездный остаток вспышки найден только в одном (см. примечание на с. 190).

В табл. 9 суммированы сведения об остатках сверхновых с компактными рентгеновскими источниками, которые могут быть связаны с тепловым излучением нейтронной звезды. Приведены температура нейтронной звезды в предположении чернотельного излучения при радиусе 7–15 км по данным Номото, Цурута (1983); Хелфанда и др. (1980) и сведения о синхротронном рентгеновском и радиоизлучении остатка. Остаток G 27.4+0.0 очень

Таблица 9

Результаты поиска компактных рентгеновских источников в остатках вспышек сверхновых

Остаток	Возраст, лет	$T_{\text{и.з.}} \cdot 10^6 \text{ К}$	Принятое расстояние, кпк	L_X (сверх-ротр.), эрг/с	Тип радио-остатка	Автор *)
3C 58	800	2–2,4	2,6	$1,8 \cdot 10^{34}$	Плерион	Бэккер и др., 1982
CTB 80	$\sim 10^4$	1,2–1,6	3	$3 \cdot 10^{34}$	Комбиниру.	Вонг, Сьюард, 1984
RCW 103	$2 \cdot 10^3$	1,7–2,2	2	Нет	Оболочка	Туохи и др., 1983а
W 28	$6 \cdot 10^4$	1,8	2,3	Нет	Комбиниру.	Хелфанд и др., 1980; Эндрюс и др., 1983
G 127.1 + 0.5		Ненадежн.	3,8	Нет	Аналог W 50	Гелдзалер и Шаффер, 1982; Хелфанд, 1983
G 296.5 + 9.7 (PKS 1209–52)			1,1	Нет		Хелфанд, 1983
G 27.4 + 00		$\sim 9?$	26	Есть	Оболочка	Крис и др., 1985
Кассиопея А	300	$\leq 1,5$	2,8	Нет	Оболочка	Мюррей и др., 1979
СН Тихо Браге	380	$\leq 1,8$	3	Нет	Оболочка	Хелфанд и др., 1980
СН Кеплера	400	$\leq 1,7$	1	Нет	Оболочка	Хелфанд и др., 1980
СН 1006 г.	980	$\leq 0,8$	1	Нет	Оболочка	Пай и др., 1981
RCW 86	$2 \cdot 10^3$	$\leq 1,8$	2,5	Нет	Оболочка	Хелфанд и др., 1980
G 350.0–1,8	$8 \cdot 10^3$	$\leq 1,5$	4	Нет	Оболочка	Хелфанд и др., 1980
G 22.7–0.2	10^4	≤ 2	4,8	Нет	Оболочка	Хелфанд и др., 1980

*) Даны ссылки на последние работы.

далекий, учет поглощения и оценка температуры для него крайне ненадежны. Как видим, среди остатков с компактными рентгеновскими источниками есть плерионы (3C 58), комбинированные (CTB 80) и чисто оболочечные объекты (RCW 103). И если можно с уверенностью утверждать, что в плерионе 3C 58 наблюдается пульсар, ориентированный неблагоприятно к земному наблюдателю (см. § 3), то в оболочечном остатке RCW 103, который не обнаруживает перечисленных выше признаков продолжающей-

ся активности пульсара, по всей вероятности, образовалась нейтронная звезда со слабым магнитным полем или медленным вращением. Разумеется, среди остатков с компактными источниками, но без других признаков активности пульсара возможны случаи проекции галактических и внегалактических объектов разной природы. В этом отношении наибольшее сомнение вызывает компактный источник в остатке G 127.1+0.5 (см. Госс, ван Горком, 1984).

Учитывая полное число точечных рентгеновских источников и площадь, занимаемую старым остатком на небе, Хелфанд и Бзккер (1984) оценили вероятность случайной проекции источника рентгеновского излучения с потоком, не ниже наблюдаемого. Они нашли $P = 35\%$ для остатков W 28 и G 127.1+0.5 и $P = 4\%$ — для PKS 1209–52. Для остальных объектов таблицы вероятностью случайной проекции можно пренебречь.

В двух старых остатках сверхновых W 50 и CTB 109 обнаружены тесные двойные системы с релятивистским спутником — сколлапсировавшим ядром звезды. Об уникальном источнике SS 433 в центре W 50 мы будем говорить в § 6. Согласно современным представлениям это массивная тесная система с "нормальной" компонентой — звездой B2–B5 с массой $20 M_{\odot}$, переполняющей свою полость Роша, и релятивистским спутником — черной дырой с массой около $5-6 M_{\odot}$ (Маргон, 1982, 1984, Гончарский и др., 1984; Антохина, Черепашук, 1985). Двойная система теряет вещество, во-первых, в форме двух релятивистских выбросов со скоростью $80\,000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и интенсивностью $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ и, во-вторых, сферически-симметрично со скоростью около $1000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и интенсивностью $\dot{M} = 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$. Взаимодействие выбросов с оболочкой W 50 существенно определяет природу остатка вспышки сверхновой.

В центре оболочечного радиоостатка CTB 109 наблюдается рентгеновская двойная система IE 2259+586: пульсар, излучающий в рентгеновском, радио- и инфракрасном диапазонах, с периодом вращения $P = 7 \text{ с}$ и периодом орбитального движения: $P_{\text{орб}} = 2300 \text{ с}$ (Фалман, Грегори, 1983; Миддлвич и др., 1983). Период орбитального движения еще должен быть уточнен, но предварительные данные соответствуют маломассивной паре: релятивистский компонент $M_x = 1 - 1,4 M_{\odot}$ и "нормальная" звезда $M \geq 0,2 M_{\odot}$. На оптической фотографии с рентгеновским пульсаром отождествлена слабая звездочка $m_B = 23,5^m$. Отмеченное изменение формы импульса пульсара за 2 года может быть связано с прецессией оси вращения релятивистского компонента.

Никаких признаков продолжающейся активности сравнительно медленного пульсара в CTB 109 не наблюдается; это типичный оболочечный остаток с крутым спектром радиоизлучения $\alpha = -0,5$, степень поляризации на $2,7 \text{ ГГц}$ не превышает 5% (Даунс, 1983; Грегори и др., 1983; Софье и др., 1983; Худжес и др., 1984б). Возраст, определяемый линейным радиусом 18 пк (при расстоянии 4 кпк), составляет $\sim 1,5 \cdot 10^4$ лет, если оболочка расширяется адиабатически. Пульсар смещен относительно центра симметричной оболочки; смещение соответствует движению в картинной плоскости со скоростью около $200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

В литературе последних лет были попытки отождествления нескольких пульсаров со старыми остатками сверхновых на основании их близкого пространственного расположения. Но эти попытки не выдержали проверки:

измерив собственные движения 26 пульсаров, Лайн и др. (1982) показали, что все пары, предполагаемые генетически связанными, таковыми не являются, так как пульсары не могли вылететь из соответствующих остатков.

Из перечисленных объектов с компактными звездными остатками тип сверхновой известен лишь в Крабовидной туманности и 3С 58 — да и то со всеми оговорками, сделанными в § 3. Кроме этих двух исторических СН II нет ни одного прямого способа сопоставить коллапс ядра и образование звездного остатка с типом сверхновой. Косвенным аргументом в пользу массивной предсверхновой, образовавшей остатки Паруса XYZ и W 28, может служить их принадлежность к ОВ-ассоциациям (Лозинская, 1980б). Но в других остатках, связанных с ОВ-ассоциациями, как например IC 443 и Петля Единорога, компактные источники не найдены. Как уже говорилось, ни в одном из исторических остатков СН I, ни в Кассиопее А компактные источники или другие признаки продолжающейся активности пульсара не обнаружены. Предельная температура поверхности нейтронной звезды, определяемая чувствительностью приемной аппаратуры обсерватории "Эйнштейн" в предположении чернотельного излучения и радиуса 7–15 км, приведена в табл. 9.

Отсутствие компактного рентгеновского источника означает одно из двух: либо нейтронной звезды нет, либо она уже достаточно остыла. Нейтринная и фотонная светимость нейтронной звезды, определяющая темп остывания, рассчитывалась многими авторами. Однако оценки здесь мало надежны, поскольку определяются свойствами сверхплотного вещества в центральной области звезды, которые плохо известны. Попытки понять, есть ли все-таки остывшие нейтронные звезды в тех молодых остатках, где не обнаружены рентгеновские компактные источники, стимулировали новые расчеты темпа остывания с учетом разного состава в центре (нейтроны, пионы или кварки), сверхтекучести, сильного магнитного поля в поверхностных слоях звезды, где температура меняется быстрее всего и т.д. (см. Яковлев, Урпин, 1981; Номото, Сурута, 1983; ван Рипер, 1983 и ссылки там). Эти расчеты показали, что, учитывая быстрое охлаждение из-за пионного или кваркового состава, можно объяснить отсутствие компактных источников в СН Тихо Браге, Кассиопее А, СН 1006 г. и СН Кеплера быстрым остыванием нейтронной звезды. Но тогда расходятся с расчетами наблюдения нейтронных звезд в старых остатках, таких как RCW 103, CTB 80 и др. Поэтому естественнее предположить, что исторические вспышки СН I Тихо Браге, Кеплера и СН 1006 г., а также богатый кислородом остаток Кассиопея А не сопровождался образованием нейтронной звезды. Соответственно из 6 вспышек за 10^3 лет в Галактике только в двух ядро сколлапсировало в нейтронную звезду — пульсар.

Примерно такой же процент вспышек с коллапсом ядра дает грубый подсчет полного числа остатков с компактными источниками. За все время полета обсерватории "Эйнштейн" были проведены поиски компактных рентгеновских источников в 65 галактических остатках и в 31 объекте в Магеллановых Облаках. Нейтронная звезда с поверхностной температурой $(1-2) \cdot 10^6$ К была бы обнаружена обсерваторией "Эйнштейн" с расстояния $r \leq 5$ кпк (Хелфанд, Бэкер, 1984). В этом объеме Галактики находится 33 остатка сверхновых, и это более или менее полная выборка: каталоги нетепловых радиоисточников — остатков сверхновых — полны

до расстояния ~ 5 кпк и содержат 25–28 объектов диаметром ≤ 30 пк в этой области. Компактные источники — возможные звездные остатки сверхновых — обнаружены в 11 из этих 33 объектов. Характерное время жизни туманности — остатка сверхновой диаметром 30 пк в среде с плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ — составляет $\sim 1,5 \cdot 10^4$ лет. Характерное время активности нейтронной звезды, определяемое замедлением вращения и остыванием, также достигает 10^4 лет; во всяком случае нейтронные звезды в остатках такого возраста наблюдаются, примером служат Паруса XYZ, RCW 103, MSH 15–52. Эти очень грубые оценки не противоречат предположению, что примерно 1/3 вспышек сопровождается образованием нейтронной звезды, одиночной или в двойной системе.

Полное число пульсаров в Галактике дает среднюю частоту их рождения около 1/40 в год (Лайн, 1982). Средний интервал между вспышками сверхновых, определяемый по числу и времени жизни остатков с учетом неоднородной плотности газа в Галактике, составляет 15–25 лет (Лозинская, 1979а, см. также § 10). Эти оценки тоже согласуются с концепцией образования звездного остатка — пульсара примерно при 30–50% вспышках сверхновых.

Полной теории, связывающей спокойные стадии эволюции звезды, механизм взрыва и наблюдаемые характеристики сверхновой, пока нет. Попытка связать воедино теорию и наблюдения сверхновых и молодых остатков сделана Блининовым, Лозинской и Чугаев (1986). Не повторяя выводов этой работы, зачастую довольно спорных, отметим наиболее достоверные положения, важные для дальнейшего анализа взаимодействия звездного и межзвездного вещества.

Детальные газодинамические расчеты (см. Имшеник, Надежин, 1982; Тримбл (1983) и ссылки там) свидетельствуют, что в компактной модели звезды с радиусом $R = 1 \div 10 R_\odot$ и при мгновенном выделении энергии взрыва (не конкретизируя его механизм) "теоретические" кривые блеска не похожи на наблюдаемые: они характеризуются низкой светимостью без широкого максимума, типичного для СН I и СН II. Теория дает два выхода: либо предположить, что звезда перед взрывом имеет не компактную структуру, а окружена протяженной атмосферой, либо считать, что свечение сверхновой обусловлено продолжающейся подкачкой энергии в разлетающуюся оболочку. Соответственно сверхгигант с протяженной ($5 \cdot 10^2 - 10^4 R_\odot$) атмосферой может быть сопоставлен с предсверхновой II типа, а компактная звезда, лишенная внешней водородной оболочки, — с предсверхновой I типа.

Медленная подкачка энергии при взрыве СН I может происходить в процессе ядерного распада, главным образом, в цепочке реакций $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Распад ^{56}Ni , синтезируемого в количестве $\sim 0,5 M_\odot$ при взрыве углеродно-кислородного вырожденного ядра с массой около $1,4 M_\odot$, обеспечивает энергетику СН I. В этом случае отмеченное в § 1 сходство кривых блеска СН I объясняется близостью начальных условий, определяемых чандрасекаровским пределом. Последнее превращение в цепочке имеет время полураспада 77 дней, соответствующее наклону экспоненциальной части кривой блеска СН I. Распад ^{56}Ni с периодом 6,1 суток объясняет начальную фазу околораспада "купола" кривых блеска (см. § 1).

Подтверждением радиоактивной модели кривой блеска СН I служат спектры, демонстрирующие на поздней стадии интенсивные линии излучения железа, количественно согласующиеся с расходом в реакции $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, и наблюдения молодого остатка СН 1006 г., где в большом количестве найдено железо по поглощению в линиях низкой стадии ионизации (см. § 2).

Синтетические спектры СН I в радиоактивной модели для дефлаграционного углеродного взрыва, как мы видели в § 1, хорошо согласуются с наблюдаемыми. Обнаружена предсказанная теорией линия ^{56}Co , ослабевающая со временем. Нуклеосинтез в дефлаграционных волнах горения может обеспечить также образование "промежуточных" элементов, таких как ^{40}Ca , ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar в согласии с наблюдениями. Кривые блеска и спектры СН I, как показано в § 1, дают, в разумных моделях оболочки, массу выброса около $1 M_{\odot}$. Выброс в основном состоит из железа и более легких элементов, водород отсутствует полностью или почти полностью, возможно содержание некоторого количества гелия. Масса железа в выбросе оценивается грубо, но может составлять около $0,5 M_{\odot}$.

Количество железа, определяемое по спектру СН II, не превышает $0,01 M_{\odot}$, что свидетельствует против радиоактивного выделения энергии в сверхновых этого типа. Наиболее детально разработана газодинамическая теория СН II с плато, см. серию работ Литвиновой, Надежина (1982, 1985). Наблюдаемые кривые блеска вблизи максимума и в области плато лучше всего согласуются с массой предсверхновой $M = 1 - 10 M_{\odot}$, радиусом $\sim 500 R_{\odot}$ и энергией $E_0 \approx 10^{51}$ эрг. На стадии $t > 100$ суток необходима непрерывная подкачка энергии с мощностью $10^{41} - 10^{42}$ эрг $\cdot \text{с}^{-1}$, компенсирующая быстрое высвечивание тепловой энергии выброшенной оболочки. В СН II без плато подкачка энергии необходима уже вскоре после максимума. В качестве возможного источника энергии рассматривались потеря магниторотационной энергии только что родившегося пульсара или взаимодействие выброса с газом ветра предсверхновой (Ренцини, 1978).

Для объяснения радио- и рентгеновского излучения сверхновых была развита теория торможения оболочки, сброшенной ударной волной, в веществе ветра предсверхновой (Надежин, 1981 и Шевалье, 1982б). Найдено автомодельное решение уравнений газодинамики для распределения плотности ветра в форме $\rho \propto R^{-2}$ и плотности в выбросе — в форме $\rho \propto (t/R)^k t^{-3}$, $k \geq 5$, что является достаточно реальным приближением структуры взрывающегося сверхгиганта. Показано, что на границе свободно разлетающегося выброса и ветра возникают две сильные ударные волны: "прямая", распространяющаяся по газу ветра наружу, и возвратная, движущаяся по расширяющемуся выбросу внутрь, см. рис. 24 (об образовании прямой и возвратной ударных волн мы будем говорить неоднократно, поскольку ими определяются многочисленные наблюдательные проявления сверхновых и молодых остатков). В этой схеме объясняется излучение СН II в диапазоне радио- и рентгеновских энергий. Газ, нагретый и сжатый прямой и возвратной ударными волнами, быстро (за месяцы) остывает из-за потерь на излучение. Выброс, нагретый возвратной волной, излучает преимущественно в рентгеновском диапазоне; рентгеновские фотоны, возможно, переизлучаются в ультрафиолетовых линиях высокой стадии ионизации; слой нагретого ударной волной ветра может дать непрерывную

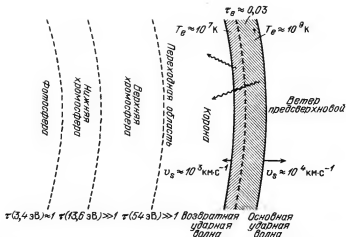


Рис. 24. Схема разлетающейся оболочки СН II (Франссон, 1984). Показаны прямая ударная волна в ветре и возвратная волна в выбросе. Линии ультрафиолетового спектра возникают преимущественно в верхней хромосфере, балмеровские линии водорода и Mg II — в нижней, вблизи фронта находится очень горячая корона, в переходной области температура падает до $\sim 10^4$ K

3-4		8	12	25	$M_{нач}, M_{\odot}$
$M_{CO} \sim 1,4 M_{\odot}$		O-Mg-Ne	Fe		Состав ядра
Взрыв без остатка	Нейтронная звезда	Нейтронная звезда Черная дыра?	Звездный остаток		
СН I, если H-оболочка потеряна	СН II	СН II При вращении обогачивается кислородом?	Тип СН		
СН II, если H-оболочка цела					

Рис. 25. Наиболее вероятное завершение эволюции одиночных звезд разной массы

ультрафиолетовую эмиссию. Определенный вклад в рентгеновскую эмиссию сверхновых может быть обусловлен рассеянием оптических квантов на релятивистских электронах, ответственных за радиоизлучение, синхротронным излучением ультрарелятивистских электронов, комптонизацией фотосферного излучения на горячих электронах ударной волны в ветре, но окончательной ясности пока нет (см. ссылки в работах Блинникова и др., 1986; Франссона, 1984; Франссона и др., 1984; Шевалье, 1984).

Быстрое падение блеска в модели вспышки с мгновенным выделением энергии и без протяженной атмосферы может объяснить сверхновые, имеющие слабую оптическую светимость в максимуме, такие как Кассиопея А. Тороидальная структура выброса, свойственная классу "богатых кислородом" остатков, может быть следствием быстрого вращения коллапсирующей массивной звезды, см. Боденхеймер и Вусли (1983), Арделян и др. (1979). Боденхеймер и Вусли (1983) показали, что индуцированный

вращением отскок падающего вещества в экваториальной плоскости в сочетании с ядерным горением в режиме детонации обеспечивает выброс вещества, энергетически адекватный вспышке сверхновой. Авторы рассматривают внутреннюю область массивной ($M_{\text{нач}} = 25 M_{\odot}$) звезды: $1,5 \leq M(R) \leq 8 M_{\odot}$ в лагранжевых координатах, начиная с момента образования коллапсирующего ядра с массой $M = 1,5 M_{\odot}$, скоростью падения вещества $\sim 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и начальным моментом вращения $J = 4,5 \cdot 10^{51} \text{ эрг} \cdot \text{с}$, что соответствует при твердотельном вращении скорости на поверхности звезды класса O около $200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Численное двумерное моделирование с учетом центробежной силы показало, что в то время как основная масса коллапсирующего вещества продолжает падать вдоль оси вращения и вплоть до угла 60° от оси, в экваториальной плоскости возникает вытекающий слой вещества, толщиной около 10° . Развитие картины прослежено вплоть до момента, когда масса коллапсирующего ядра достигает $3,8 M_{\odot}$ и около $0,5 M_{\odot}$ вещества, состоящего из продуктов горения кислорода, выбрасывается вдоль экватора со скоростью около $7000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Таким образом этот механизм может обеспечить тороидальную геометрию выброса, кинетическую энергию выброса $5 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$ и обогащение выброшенного вещества кислородом и продуктами его горения. И хотя сейчас еще не ясно, насколько реально принятое начальное значение момента вращения, не исследовано взаимодействие выброса с вышележащими слоями мантии и оболочки звезды, вероятно, именно эта модель лучше всего объясняет рассмотренные в § 4 объекты. Большая масса коллапсирующего ядра, $3,8 M_{\odot}$, свидетельствует, что при вспышках массивных быстро вращающихся звезд может образоваться звездный остаток в форме черной дыры. (Предположение о черной дыре в Кассиопее А было высказано Шкловским, 1979.)

Итак, картина вспышки сверхновой в конце эволюции звезд еще далека от полного завершения. Много неясных мест и в теории, и в интерпретации наблюдательных данных, но задачи и перспективы дальнейших исследований уже видны вполне отчетливо. Пока, опираясь на представленные в этой главе результаты наблюдений, можно наметить лишь грубую схему того, как кончают жизнь одиночные звезды разной массы (см. рис. 25).

Те звезды в интеграле $M_{\text{нач}} = 4 - 8 M_{\odot}$, которые дают вспышку СН, скорее всего претерпевают термоядерный взрыв вследствие тепловой неустойчивости без образования компактного звездного остатка. Вспышка принадлежит к типу СН I, остаток сверхновой подобен остаткам СН 1006 г. и Тихо Браге. Звезды с $M_{\text{нач}}$ от 7–8 до 20–25 M_{\odot} коллапсируют, образуя нейтронную звезду (более массивные — черную дыру?) Вспышка относится к типу СН II (или к типу СН Iб с сильными линиями кислорода?), остатки подобны Крабовидной туманности и 0540 — 69,3. При быстром вращении массивных звезд возможен тороидальный выброс и образование "богатых кислородом" остатков типа Кассиопеи А. Более детальное сопоставление с подразделением на СН Ia — СН Iб и СН II "линейные" и "платообразные" пока невозможен (см. также Блинников и др., 1986).

Конечный этап эволюции двойных звездных систем известен еще хуже, поскольку существенно определяется обменом массы. Анализ эволюционных сценариев, приводящих к вспышке СН I в двойной системе сделан Ибном и Тууковым (1983, 1984); см. также Тримбл, 1984.

Эволюция остатков сверхновых полностью определяется их взаимодействием с окружающим газом, в самом начале — с газом ветра предсверхновой, в дальнейшем — с газом межзвездной среды. Через $\sim 10^3$ лет после вспышки индивидуальные свойства сверхновой, столь важные для понимания физики молодых остатков, оказываются несущественными. Условия в старых остатках, а их подавляющее большинство, определяются в основном характеристиками межзвездной среды, в первую очередь распределением плотности межзвездного газа. Из всех параметров вспышки важны лишь два — начальная кинетическая энергия выброса E_0 и наличие или отсутствие пульсара, инжектирующего релятивистские частицы и магнитное поле, причем влияние пульсара существенно только первые $10^3 - 10^4$ лет.

Распространение ударных волн, вызванных разлетом оболочки сверхновой, в межзвездном газе определяет все многообразие наблюдательных проявлений старых остатков: облаков горячей плазмы, излучающих в рентгене и корональных линиях; оптических тонковолокнистых туманностей, представляющих области высвечивания ударных волн в плотных облаках; протяженных источников синхротронного радио- и рентгеновского излучения релятивистских электронов в магнитном поле. Релятивистские частицы и поле могут инжектироваться пульсаром или генерироваться непосредственно в турбулентном слое вблизи фронта ударной волны, но и в первом случае свойства радиоостатка определяются динамикой облака релятивистской плазмы, т.е. в конечном счете его взаимодействием с межзвездной средой.

§ 6. ОПТИЧЕСКИЕ ТУМАННОСТИ — СТАРЫЕ ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

В галактике идентифицировано около 150 нетепловых радиоисточников — остатков вспышек сверхновых; только 40 — 45 из них отождествлены с оптическими туманностями (см. ван ден Берг, 1978б, 1983). Тем не менее именно методами оптической астрономии был заложен фундамент изучения сверхновых. Оптические наблюдения были исторически первыми, они дали первые свидетельства пекулярности объектов, легли в основу шкалы расстояний до остатков, позволили исследовать механизм формирования оболочек в межзвездной среде.

Первые отождествления старых остатков делались на основании их характерной морфологии: тонкие волокна, заполняющие оболочку более или менее правильной формы, при отсутствии возбуждающей звезды. Так

был выделен класс тонковолокнистых туманностей типа Петля Лебедя, Симеиз 147, Паруса XYZ, IC 443. Второй морфологический тип старых остатков сверхновых: диффузные оболочечные туманности, такие как W 28, HB 9, HB 21, — были идентифицированы по спектру радиоизлучения. Сейчас поиски слабых туманностей — остатков сверхновых — успешно проводятся методом "глубокого" фотографирования в линиях [NII], [SII], [OIII] с помощью узкополосных фильтров.

Быстро пополняется список оптических остатков сверхновых в близких галактиках (см. д'Одориго и др., 1980). С помощью глубоких фотографий в линиях [SII] и [NII], проводимых с 4-метровым англо-австралийским телескопом, выделяются оптические остатки сверхновых в Магеллановых Облаках, см. Ласкер (1979) и ссылки там. (Полный список остатков сверхновых в МО, отождествляемых по оптическому, радио- и рентгеновскому излучению, дан в работе Мэтьюсона и др. (1985) и насчитывает около 40 объектов.) Спектры и морфология этих туманностей не отличаются существенно от галактических, детальные исследования кинематики и излучения в корональных линиях и рентгеновском диапазоне свидетельствуют, что их химический состав и условия взаимодействия ударной волны с межзвездным газом, определяющие эволюцию остатков, тоже идентичны в двух галактиках (Допита, Мэтьюсон, 1979; Мэтьюсон и др., 1983, 1984; Розадо и др., 1983).

Более чем по 20 остатков найдено в галактиках Местной группы M 31 и M 33, интенсивно проводятся их спектральные исследования (см. Саббадин, 1979; Данцигер и др., 1979; Блайр, Киршнер, 1985 и ссылки в этих работах).

Мы остановимся на результатах наблюдений нескольких старых галактических остатков, рассмотрев на их примере разные условия взаимодействия оболочки сверхновой с межзвездной средой: вспышки в плотных облаках и в разреженной межоблачной среде, в среде с сильным градиентом плотности, а также объекты, свойства которых еще определяются продолжающейся активностью пульсара. Данные об остальных оптических туманностях — старых галактических остатках сверхновых — приведены в форме кратких комментариев к сводной таблице 10.

Петля Лебедя (NGC 6960, NGC 6992—5). Это один из самых известных остатков сверхновых; на рис. 26 показано его изображение в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах. Объект привлек внимание исследователей не только потому, что является близким, а следовательно, ярким и протяженным, что облегчает его наблюдения с высоким спектральным и угловым разрешением. Дело в том, что еще в 1937 г. Хаббл обнаружил разлет двух противоположных сторон оболочки из центра со скоростью $0,03''$ в год; позднее Фесенков и др. (1954) измерили собственные движения десятка ярких волокон, а Минковский (1958) нашел лучевые скорости сотни волокон и показал, что они разлетаются из центра со скоростью от 46 до $116 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Сопоставление собственных движений и лучевых скоростей позволило определить расстояние до туманности — 770 пк (линейный размер — 40 пк) и выявило грандиозный масштаб явления.

Тонкие яркие волокна туманности наблюдаются на фоне более слабого диффузного свечения. Дисперсия скорости газа в волокнах меньше, чем в диффузной межволоконной среде: ширина линии H_{α} по уровню

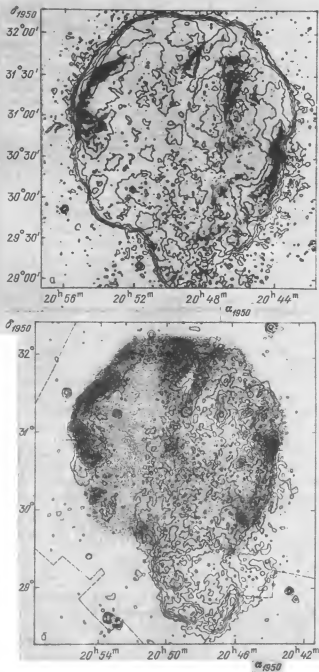


Рис. 26. Петля Лебеда: *а* – изофоты рентгеновской яркости в диапазоне 0,1 – 4 кэВ совмещены с оптической фотографией, *б* – радиоизофоты на частоте $\nu = 2,7$ ГГц совмещены с рентгеновским изображением (Ку и др., 1984)

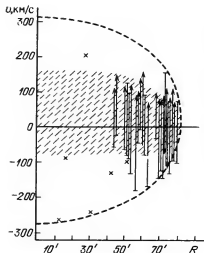


Рис. 27. Лучевая скорость волокон и межволоконного газа в Петле Лебеда в зависимости от расстояния до центра оболочки. Заштрихована область, соответствующая ярким волокнам по измерениям Минковского (1958) и Дорошенко (1970), крестиками даны результаты Киришнера и Тэйлора (1976), вертикальными отрезками показаны высокоскоростные крылья линии H_{α} по измерениям Дорошенко и Лозинской (1977), штриховая линия учитывает эффект геометрической проекции для модели тонкой сферической оболочки

$0,5 I_{\text{макс}}$ в волокнах соответствует $10\text{--}30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в диффузной среде — $40\text{--}85 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Дорошенко, 1970; Шулл и др., 1982). Слабые широкие крылья линии на уровне $\leq 0,1 I_{\text{макс}}$ наблюдаются вплоть до скорости $\pm 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Киришнер, Тейлор, 1976; Дорошенко, Лозинская, 1977). Согласно Дорошенко и Лозинской (1977), эти слабые высокоскоростные крылья излучаются не в волокнах, а в диффузной среде, в которую погружены яркие волокна. Результаты исследования кинематики туманности показаны на рис. 27, где даны лучевые скорости отдельных волокон и интервалы скорости, соответствующие слабым крыльям линии H_{α} в зависимости от расстояния до центра оболочки. С учетом эффекта проекции в предположении тонкой сферической оболочки наблюдения соответствуют расширению системы ярких волокон со скоростью $\sim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и движению диффузного газа со скоростью, достигающей $300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Спектральные исследования Петли Лебеда проводятся уже несколько десятилетий (см. Фезен и др., 1982 и ссылки там). В спектре ярких волокон выявлено несколько десятков линий разных элементов; их относительные интенсивности сильно меняются в пределах туманности. Средняя плотность газа в волокнах, определяемая по линиям $[S II]$ и $[O II]$, составляет $100\text{--}300 \text{ см}^{-3}$, температура в области свечения линий $[O II]$, $[N II]$ и $[S II]$ соответствует $(1\text{--}2) \cdot 10^4 \text{ К}$, в области $[O III]$ — $(2\text{--}6) \cdot 10^4 \text{ К}$. Спектр свечения туманности плохо представляется излучением оптически тонкого слоя плазмы единой температуры — к этому выводу Пикельнер (1954) пришел еще три десятилетия назад. Сейчас стало общепотребительным объяснение спектров волокон старых остатков высвечиванием газа за фронтом ударной волны, распространяющейся в плотных областях межзвездной среды. Газ за фронтом в плотных облаках интенсивно охлаждается из-за радиационных потерь, лавинообразно сжимается в плотный холодный слой толщиной в несколько сотых парсека, в котором происходит резкое падение температуры от $\sim 10^6 \text{ К}$ до $\sim 10^4 \text{ К}$ и резкое изменение плотности в сотни раз. Наблюдаемые относительные интенсивности линий

в спектре волокон можно сравнить с расчетным спектром высвечивания горячего газа за фронтом. Такие расчеты делались неоднократно и охватывают достаточно широкий интервал скорости ударной волны, плотности и химического состава межзвездного газа (см. Кокс, 1972а, б; Раймонд и др., 1976; Раймонд, 1979; Шулл, Мак Ки, 1979; Каплан, Пикельнер, 1979; Контини и др., 1980; Балинская, Бычков, 1979, 1981 и ссылки в этих работах). Наиболее информативны для сравнения линии кислорода в стадиях ионизации O I, O II и O III, поскольку они относятся к числу ярчайших в спектре и отражают состояние газа в интервале температур $10^4 - 2 \cdot 10^5$ К. Относительные интенсивности линий [OI] : [OII] : [OIII] и других в волокнах Петли Лебеда лучше всего согласуются с расчетными для ударной волны, распространяющейся со скоростью от 70 до 100 км · с⁻¹ в среде с невозмущенной плотностью $n_0 = 5-10$ см⁻³ и практически нормальным содержанием химических элементов, что полностью подтверждается прямыми измерениями скорости волокон.

Неоднородность межзвездной среды приводит к тому, что высвечивание сферической ударной волны начинается неодновременно и происходит с разной скоростью. Регулярная структура оболочки нарушается из-за тепловой неустойчивости, происходит отражение, пересечение и фокусировка ударных волн на неоднородностях межзвездной среды, и мы видим несколько слоев высвечивающегося газа на луче зрения. Все это объясняет различия спектра волокон в пределах одного остатка.

Монохроматические фотографии Петли Лебеда в линиях H α , [NII], [SII] и [OIII] отчетливо выявляют стратификацию излучения остывающего газа (Ситник, Торопова, 1982; Хестер и др., 1983). Как видно на рис. 28, излучение в линии высокой стадии ионизации [OIII] наблюдается ближе к фронту ударной волны, чем в линиях более низкой стадии ионизации [NII] и [SII].

Смещение конденсаций, наиболее ярких в линии [OIII], относительно [NII] составляет 12 – 24" (0,05 – 0,1 пк на расстоянии 770 пк), относительно [SII] – 0,05 – 0,5 пк (Ситник, Торопова, 1982). Это больше, чем может дать стратификация излучения остывающего газа за фронтом волны в пределах одного плотного облака. Действительно, время охлаждения газа от температуры на фронте $T_s \approx 14 v_s^2 [\text{км} \cdot \text{с}^{-1}] = (2 - 5) \cdot 10^5$ К до $T_e \approx (5 - 8) \cdot 10^4$ К, где наиболее интенсивно свечение в линии [OIII], составляет $t_{\text{охл}} \approx 500/n$ лет, считая коэффициент охлаждения в этом интервале температур $L \approx 5 \cdot 10^{-27} T_e \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в согласии с рис. 43 (с. 135). Яркие в линии [OIII] волокна ослабевают за характерное время $t_{\text{рек}} \approx (k_{\text{O}^{++}} n_e)^{-1} \approx 2 \cdot 10^3 n_e^{-1}$ лет, где $k_{\text{O}^{++}}$ – коэффициент рекомбинации кислорода в состоянии O⁺⁺. За это время волна в плотном облаке ($n_{0 \text{ обл}}^*$) $\approx 10 \text{ см}^{-3}$, распространяясь со скоростью около 100 км · с⁻¹, проходит расстояние 0,02 – 0,03 пк, т.е. в несколько раз меньше наблюдаемого смещения. Крупномасштабная динамика остатка сверхновой определяется распространением ударной волны в разреженной среде между плотными облаками (см. § 7, 8). Скорость фронта этой быстрой волны может

*) Для единообразия здесь и далее использованы обозначения, введенные в § 7. Индекс "0 обл" относится к невозмущенному газу в облаке, индекс "0 м" – к межоблачному газу.

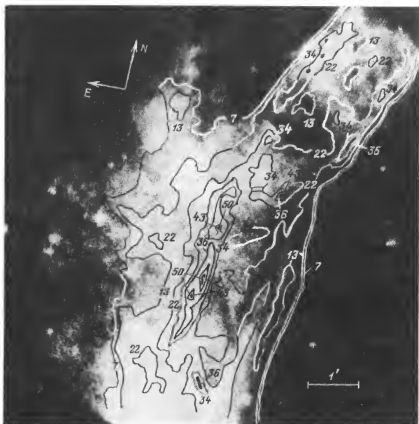


Рис. 28. Яркое волокно на западе Петли Лебеда: изофоты в линии [OIII] совмещены с изображением в линии [NII] (Ситиик, Торопова, 1982)

быть определена по спектру рентгеновского излучения или по слабым высокоскоростным крыльям линии H_{α} и составляет для Петли Лебеда $v_s = 400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, начальная плотность межоблачного газа $n_{0M} = 0,2 - 1 \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемая в остатке стратификация излучения, по всей вероятности, представляет собой "моментальный" разрез картины распространения этой быстрой ударной волны в сильно неоднородной среде: мы видим области высвечивания в разных плотных облаках на разных расстояниях от фронта, соответствующие разным стадиям охлаждения и рекомбинации.

Петля Лебеда — наиболее исследованный в ультрафиолетовой области спектра остаток. Яркость волокон в этом диапазоне коррелирует с оптической яркостью; в спектре видны сильные линии C III, N III, возможно — OVI 1031, 1038 Å, но отождествление неоднозначно (см. Раймонд, 1984 и ссылки там). Яркие линии C IV, NV и OV соответствуют более высокой температуре и скорости ударной волны, чем линии оптического спектра. Комбинация линий кислорода и азота в ультрафиолетовой и оптической областях дает относительное содержание элементов в пяти последовательных

стадиях ионизации. Наблюдения плохо согласуются с расчетным спектром высвечивания ударной волны, что, вероятно, связано с наложением нескольких слоев газа за фронтом разных ударных волн на луче зрения.

Радиоизлучение Петли Лебеда исследовано в диапазоне 10 МГц — 5 ГГц, спектр радиоизлучения нетепловой, наблюдается перелом на частоте около 1 ГГц: $\alpha = -0,84 \pm 0,4$ на высоких частотах и $\alpha = -0,38 \pm 0,4$ на низких; обнаружены различия спектра в пределах оболочки; в области NGC 6992—5 он наиболее плоский, в области NGC 6974 — крутой (Абранин и др., 1977; Удадьцов и др., 1978; Састри и др., 1981). Наблюдения с высоким угловым разрешением обнаруживают хорошее согласие ярких радиодеталей с оптическими волокнами (см. Грин, 1984а).

Как показывают рис. 26 а, б, излучение Петли Лебеда в радиодиапазоне наблюдается за пределами яркой оптической туманности, но совпадает с областью рентгеновской эмиссии. Излучение остатка в рентгеновской области спектра и в корональных линиях детально изучено (см. § 7, а также Ку и др., 1984; Чарлес и др., 1985; Теске, Киршнер, 1985 и ссылки в этих работах). На внешней границе радио- и рентгеновского изображений остатка найдены очень слабые тонкие волокна, излучающие преимущественно балмеровские линии водорода (Раймонд и др., 1980, 1983; Трефферс, 1981; Фезен, Ито, 1985). Эти слабые внешние волокна и граница рентгеновского изображения определяют положение фронта быстрой ударной волны в межоблачной среде. Природа оптической эмиссии внешних волокон рассматривается в § 7.

Сферически-симметричная структура Петли Лебеда искажается протяженным выступом на юге, хорошо заметным в рентгеновском, радио- и оптическом диапазонах. Здесь повышена степень линейной поляризации радиоизлучения: $p = 25\%$ на частоте 3—10 ГГц по сравнению с $p = 4—5\%$ в остальной туманности (Моффет, 1971), и магнитное поле более регулярно. Вероятно, выступ связан с крупномасштабной структурой магнитного поля Галактики, сжатого расширяющейся оболочкой. Вдоль силовых линий галактического магнитного поля возможно высыпание релятивистской плазмы; тепловая неустойчивость в момент образования холодной плотной оболочки облегчает разрыв ее регулярной структуры в направлении поля (Фалле, 1975а, см. также § 8).

Возраст остатка можно определить по наблюдаемой скорости ударной волны в межоблачной среде и линейному размеру, задавшись законом изменения радиуса со временем. Мы покажем в § 8, что соотношение (8.2) — решение Седова (1957), описывающее адиабатическое расширение оболочки, является достаточно хорошим приближением для Петли Лебеда; соответствующий возраст равен 20 000 лет.

Отметим, что при наличии мелкомасштабных плотных облачков, погруженных в разреженную среду, крупномасштабное распределение плотности невозмущенного газа в окрестности остатка достаточно однородно. Об этом свидетельствуют как сферически симметричная структура оболочки, так и прямые наблюдения окрестностей остатка в линии 21 см.

IC 443. Рассмотрим теперь, как выглядят старые остатки сверхновых, вспыхнувших в среде с сильным крупномасштабным градиентом плотности, на который накладываются мелкомасштабные флуктуации. Таким примером может служить яркая тонковолокнистая туманность IC 443 (рис. 29),

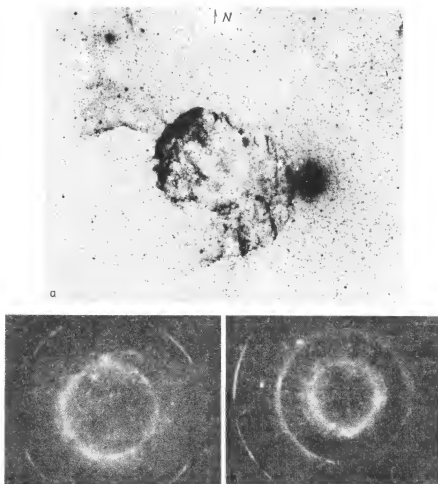


Рис. 29. IC 443: *а* — отпечаток с красной карты Паломарского атласа, *б, в* — интерференционные фотографии туманности в линии H_{α} , полученные автором

расположенная вблизи областей HII Sh 249 и Sh 247 (Шарплесс, 1959). О принадлежности IC 443 к классу старых остатков сверхновых свидетельствуют характерная симметричная тонковолнистая оболочечная структура и нетепловой радиоспектр ($\alpha = -0,36$ по данным Эриксона, Магoney, 1985). Радиоизлучение IC 443 поляризовано, степень поляризации составляет 6–8% на волне 3 см и около 2% на 11 см, магнитное поле довольно регулярное, направление силовых линий параллельно галактической плоскости и становится более запутанным на периферии (Бейкер и др., 1973; Велусами, Кунду, 1974). Наблюдения с высоким угловым разрешением обнаруживают полное согласие оптических и радиодеталей, радиоизлучение ярких волокон имеет синхротронную природу, спектральный индекс не меняется существенно в области ярких волокон (Дуин, ван дер Лаан, 1975).

Вспышка, образовавшая IC 443, произошла на границе плотного облака. Об этом свидетельствуют увеличение яркости на северо-востоке и специфическая форма — уменьшение радиуса кривизны оболочки, связанные с более эффективным торможением и высвечиванием в среде с большей плотностью. Облако непосредственно наблюдается в линии 21 см, средняя плотность газа в нем соответствует $n_{0, обл} = 10-20 \text{ см}^{-3}$, отдельные наиболее плотные конденсации ($n_{0, обл} = 100-200 \text{ см}^{-3}$) совпадают с радиоволокнами остатка, полная масса облака — около $2 \cdot 10^3 M_{\odot}$ (де Нойер, 1978). Здесь же расположено плотное молекулярное облако CO, по всей видимости генетически связанное с IC 443; эмиссия CO сконцентрирована вокруг яркой туманности и уменьшается непосредственно в области ярких волокон. Средняя плотность в молекулярном облаке соответствует $n_{H_2} = 100 \text{ см}^{-3}$ (Корнетт и др., 1977; Сковиль и др., 1977).

Первые исследования кинематики туманности были проведены автором этой книги в 1967–1968 гг. Наблюдая с эталоном Фабри–Перо и электронно-оптическим преобразователем яркую область на северо-востоке, мы отметили систематическое уширение линии H_{α} от периферии к центру оболочки, которое было интерпретировано как расширение системы ярких волокон со средней скоростью $65 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. При этом выяснилось, что отдельные более слабые волокна движутся из центра со скоростью $120-150 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Позднее мы продолжили исследования кинематики IC 443, включая и слабые волокна юго-западного сектора (Лозинская, 1975а, 1979б). Движения газа в туманности IC 443 типичны для старых остатков вспышек сверхновых. Линии H_{α} , [NII] и др., излучаемые в оболочке, имеют сложную многогорбую структуру (см. рис. 29б). Всюду в туманности и в близлежащих областях NII видна "несмещенная" компонента линии на лучевой скорости $|v_{LSR}| < 20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, которая суммирует излучение галактического фона и малоускоренных облаков газа в остатке. В оболочке наблюдаются также "смещенные" узкие детали профиля линии на скоростях от -200 до $+200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и широкие слабые крылья вплоть до -350 и $+240 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, образующие п-образную подложку — фон. На рис. 30 показаны лучевые скорости "смещенных" компонент (точками) и диффузных крыльев (линиями) в зависимости от нормированного расстояния до центра симметрии оболочки. Линии оканчиваются стрелками в случае инструментальных ограничений, связанных с перекрытием порядков эталона Фабри — Перо. Как и в Петле Лебеда, высокоскоростные крылья излучаются не волокнами, а диффузным межволоконным газом в ярком секторе туманности.

Средняя лучевая скорость периферийных волокон $v_{LSR} = +3 \pm 3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ дает в рамках модели галактического вращения Шмидта (1965) при $r_0 = 10 \text{ кпк}$ кинематическое расстояние до IC 443 $r = 0,7 - 1,5 \text{ кпк}$. Эта оценка согласуется с обычно принимаемым расстоянием $1,5 - 2 \text{ кпк}$, основанным на факте столкновения остатка с NII областью Sh 249, возбуждаемой звездами ассоциации Gem OB1, фотометрическое расстояние до которых заключено в интервале $850 \text{ пк} - 2,5 \text{ кпк}$ (Хэмфрис, 1978). Наблюдения в линии 21 см дают кинематическое расстояние $2,2 - 3 \text{ кпк}$, однако профиль линии в направлении IC 443 довольно сложный, ситуация запутана облаком вблизи оболочки, и эта оценка кажется менее надежной. Приведенное ван ден Бергом и др. (1973) значение 500 пк основано на единственном

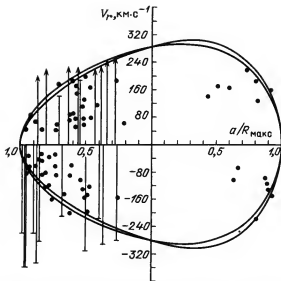


Рис. 30. Распределение лучевой скорости волокон IC 443 в зависимости от нормированного расстояния до центра (по измерениям автора). Отрезками показаны высокоскоростные крылья линии, излучаемой в межволоконной диффузной среде (см. текст). Кривая учитывает эффект проекции в модели тонкой оболочки, удовлетворяющей решению (8.12) для взрыва в среде с плоским градиентом плотности

факте, что возможная возбуждающая звезда облака на северо-востоке оболочки — HD 43836. Сравнительно новый метод оценки расстояния по низкочастотному завалу в спектре рентгеновского излучения в сочетании с исследованием межзвездного покраснения дает из эмпирической зависимости $N_H/E_{B-V} = (6,8 \pm 1,6) \cdot 10^{21}$ атомов \cdot см $^{-2}$ на одну звездную величину нижнюю границу расстояния 1 кпк (Малина и др., 1976). Из всей совокупности данных следует наиболее вероятное расстояние 1,5 кпк и средний радиус оболочки 9 пк. (Мы подробно остановились на методах оценки расстояния, чтобы подчеркнуть, что основной параметр — линейный размер остатка сверхновой — зачастую известен с погрешностью 50–100 %. IC 443 — один из наиболее изученных объектов и используется для калибровки $\Sigma(D)$ -зависимости (см. § 9). Если же расстояние определяется одним каким-нибудь методом, особенно по этой зависимости, следует помнить, что возможна погрешность в несколько раз!)

Асимметричная форма IC 443 и плотное молекулярное облако на северо-востоке говорят о сильной крупномасштабной неоднородности межзвездного газа, что не позволяет применить для интерпретации результатов наблюдений стандартное адиабатическое решение Седова (8.2). Задача о сильном точечном взрыве в среде с плоским экспоненциальным градиентом плотности решена Компанейцем (1960). Мы воспользуемся этим решением, представленным в § 8 соотношениями (8.12), поскольку форма туманности достаточно хорошо им описывается (см. рис. 31). Наблюдаемое распределение лучевой скорости волокон v_r и вид поверхности (8.12) в проек-

ции на картинную плоскость позволяют определить характерную шкалу высоты $H = 0,8 R_0 = 7$ пк, ориентацию поверхности — угол наклона большой оси к картинной плоскости $\alpha = 0 \pm 15^\circ$, отношение большой и малой осей $R_2/R_1 = 1,5 - 1,6$ и среднюю скорость разлета $v_0 = 280 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Лозинская, 1979б). Расчетная зависимость v_r от R/R_s , соответствующая этим параметрам, показана на рис. 30; две кривые соответствуют предельным позиционным углам в интервале $-45^\circ \leq \theta \leq +45^\circ$ и $135^\circ \leq \theta \leq 230^\circ$, для которых проводились измерения скорости. Как и в сферически симметричном остатке Петля Лебеда, наблюдаемые точки (v_r , R/R_s) случайным образом заполняют площадь внутри расчетной кривой. Соответствующая быстрым волокнам скорость фронта ударной волны ($v_s = 2/3 v_{\text{газа}}$) составляет $v_s = 370 \pm 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, достигая значений от 200 до 370 $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ в северо-восточном и от 370 до 530 $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ в юго-западном секторах. Слабое высокоскоростное $\text{H}\alpha$ -свечение диффузной среды между волокнами соответствует, с учетом эффекта геометрической проекции, скорости $v_s = 600 - 700 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Рентгеновская эмиссия IC 443 усилена в центральной и северной областях оптической оболочки (Люин и др. 1979; Ватсон и др., 1983а и более ранние работы). Это хорошо укладывается в рамки принятой модели. При экспоненциальном распределении плотности с найденной шкалой высоты $H = 7$ пк плотность горячей плазмы ($n_{\text{H}} \approx 4n_0$ за фронтом сильной адиабатической ударной волны) на юго-западе оболочки в 2 — 3 раза ниже чем в центре, а рентгеновская эмиссия $L_{\text{X}} \propto n_{\text{H}}^2$ (см. соотношение (7.1)) соответственно в 5 — 10 раз ниже. Уменьшение эмиссии на северо-восточной границе связано с более низкими скоростью ударной волны и температурой: $T_s \propto v_s^2$ — из-за столкновения с плотным облаком. О том, что температура здесь действительно ниже чем в центре, свидетельствуют наблюдения в корональной линии [FeX] (Вудгейт и др., 1979). Излучение [FeX] сосредоточено вблизи λ_1 ских восточных волокон и соответствует $T_e = 1,2 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Недавно обнаружено серповидное облако H I — часть оболочки, окаймляющей яркие восточные волокна (Джованелли, Хайнес, 1979). Облако

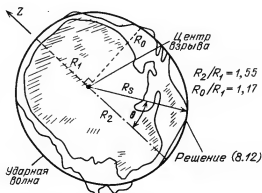


Рис. 31. Решение Компанейца (1960) (8.12), лучше всего представляющее форму IC 443 в картинной плоскости

наблюдается в интервале лучевых скоростей от -100 до $+70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Серповидная форма и дисперсия скоростей, согласующаяся со скоростью разлета ярких волокон, свидетельствуют, что это газ, сгребаемый расширяющейся оболочкой.

В спектре ярких волокон туманности наблюдается более 50 линий разных элементов в разных стадиях ионизации. Относительные интенсивности наиболее ярких линий лучше всего согласуются с расчетным спектром свечения газа за фронтом волны, распространяющейся со скоростью $65-90 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в плотном облаке $n_{0\text{обл}} = 10-20 \text{ см}^{-3}$ (Фезен, Киришнер, 1980). Температура газа в волокнах составляет $T_e \approx 24\,000 \text{ К}$ в области свечения [OIII] и $(8-12) \cdot 10^3 \text{ К}$ в области [NII] и [SII]; плотность в ярких волокнах $n_e = 100-500 \text{ см}^{-3}$ по измерениям [SII].

Возраст остатка, определяемый его размером и скоростью быстрой ударной волны, найденной по спектру рентгеновского излучения или по самым высокоскоростным деталям линии H_α , составляет около 5000 лет.

В IC 443, как и в Петле Лебеда, наблюдается разрыв регулярной структуры оболочки и протекание горячей плазмы наружу. За границей ярких тангенциальных волокон на северо-востоке видно радиальное волокно длиной около $15'$ (см. рис. 29). Его оптический спектр подобен спектру остатка и отличается от близкой HII-области Sh 249, что говорит об ударном возбуждении на фронте волны (Фезен, 1984). В этой области слабая рентгеновская эмиссия также наблюдается на расстоянии $10-20'$ за пределами яркой туманности (Ватсон и др., 1983а) и излучается широкая линия H_α (Лозинская, 1979б). Возможно, из-за локального уменьшения плотности невозмущенной среды фронт ударной волны продвинулся здесь значительно дальше.

G 78.2 + 2.1 и туманность возле γ Лебеда. Яркая симметричная туманность размером около $4'$ возле звезды γ Лебеда считалась остатком вспышки сверхновой (ван ден Берг и др., 1973), поскольку отождествлялась с нетепловым радиоисточником DR4, ярчайшим в комплексе Лебедь X. Нетепловая природа радиоизлучения подтверждается как спектром ($\alpha = -0.7$), так и линейной поляризацией: $p = 5\%$ (Джонсон, 1974), и это послужило основой отождествления туманности с остатком сверхновой.

Однако исследования спектра свечения и кинематики показали, что туманность возле γ Лебеда является не остатком сверхновой, а обычной областью HII (Лозинская, 1975б). Была найдена и возможная возбуждающая звезда в центре (Архинова, Лозинская, 1978а). Для объяснения нетеплового спектра радиоизлучения области HII мы предположили, что на нее налетает расширяющаяся оболочка — остаток сверхновой, взорвавшейся поблизости, но генетически с ней не связанной (Лозинская, 1977). Деформация оболочки сверхновой в области столкновения и увеличение плотности газа из-за интенсивного высвечивания за фронтом волны в плотном облаке приводят к локальному сгущению силовых линий магнитного поля остатка и, соответственно, к увеличению объемного коэффициента синхротронного радиоизлучения. (Для количественной оценки можно воспользоваться соотношением (9.2); сводка основных формул теории синхротронного излучения дана в § 9.) Учет высыпания релятивистских частиц из области сгущения и их изотропизации за фронтом из-за рассеяния на неоднородностях магнитного поля (Бычков, 1978а) показывает,

что можно ожидать увеличение объемного коэффициента излучения в 3 — 4 раза.

Наблюдатель, для которого плотное облако проецируется на остаток сверхновой, увидит область NII, совпадающую с источником синхротронного радиоизлучения. При этом скорость газа в плотном облаке определяется выражением

$$v_{обл} \approx v_s (n_{0M}/n_{0обл})^{0,5}$$

(см. § 7), где $v_{обл}$ — скорость волны в плотном облаке, v_s — скорость ударной волны в межоблачной среде, определяющая разлет оболочки сверхновой. Если контраст плотности ($n_{0M}/n_{0обл}$) достаточно велик, скорости движения газа в облаке могут быть дозвуковыми.

В рамках этой модели в окрестности яркой туманности возле γ Лебеда должен существовать слабый синхротронный радиоисточник — протяженный остаток сверхновой. Наше предположение подтвердилось. Хиггс и др. (1977) и Баарс и др. (1978) действительно нашли оболочку размером около 1° с нетепловым спектром радиоизлучения ($\alpha = -0,65$) — истинный остаток вспышки сверхновой G 78.2 + 2.1. Объект DR 4 и яркая туманность возле γ Лебеда составляют небольшую часть этой оболочки. Поверхностная яркость G 78.2 + 2.1 дает расстояние до остатка $\sim 1,8$ кпк, близкое к кинематическому расстоянию до области NII; линейный размер оболочки ~ 33 пк. Найденны слабые оптические волокна, заполняющие радиооболочку; сильные линии серы в спектре ($I_{SII}/I_{H\alpha} \approx 1$) свидетельствуют, что это оптический остаток сверхновой, а не фоновое излучение, яркое в созвездии Лебеда (ван ден Берг, 1978б). Остаток сверхновой G 78.2 + 2.1 окружен оболочкой N1, расширяющейся со средней скоростью около $25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Три компактных облака N1 со скоростью $v_{LSR} = +70$ и $-117 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, вероятно, ускорены ударной волной, вызвавшей разлетом остатка (Ландеккер и др., 1980). Обнаружено рентгеновское излучение протяженной оболочки, спектр которого соответствует температуре $1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$, а светимость дает плотность невозмущенного газа в области $0,1 - 0,2 \text{ см}^{-3}$ согласно Хиггсу и др. (1983).

Нетепловой радиоисточник W 28 — результат вспышки сверхновой в плотном облаке. На фотографии области в красных лучах (см. рис. 32,а) виден протяженный газопылевой комплекс, включающий яркие области NII M 8 и M 20 и остаток сверхновой — слабые диффузные волокна, совпадающие с нетепловым радиоисточником. Спектр радиоизлучения соответствует $\alpha = -0,42$ (Миллс, Вилсон, 1971); отдельные уярчения с более плоским спектром, $\alpha = -0,21$, по всей вероятности, объясняются тепловой эмиссией ионизованного газа, это подтверждается их излучением в рекомбинационных радиолиниях. Степень линейной поляризации достигает 15 — 25% на частоте 5 ГГц, направление магнитного поля регулярно (Ангерхофер и др., 1977).

Одно из компактных уярчений G 6,6 — 0,1 A, возможно, является плерионом; его плоский радиоспектр связан с инжекцией релятивистских частиц звездным остатком вспышки (см. § 5). Туманность W 28 расширяется со средней скоростью $40 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, самые быстро движущиеся волокна разлетаются из центра со скоростью до $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, ширина линии $H\alpha$ в волок-

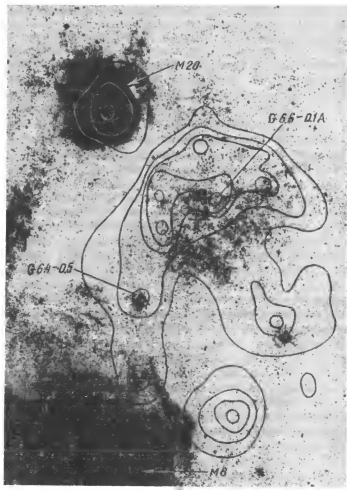


Рис. 32. *a* — радиоизофоты W28, совмещенные с фотографией в красных лучах. Видны яркие области M8 и M20: показаны два радиоизлучения с плоским спектром: G 6.4–0.5 и возможный плерион G 6.6–0.1 A (см. текст); *б* — крупномасштабная структура области согласно Зилей и др. (1983) — отмечены наиболее яркие звезды

нах соответствует дисперсии скоростей $\Delta v = 40\text{--}50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, средняя лучевая скорость $v_{\text{LRS}} = +18 \pm 5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ дает кинематическое расстояние 3,5–5 кпк (Лозинская, 1973а). Это верхняя граница расстояния, поскольку волокна на удаляющейся стороне оболочки ярче, чем на приближающейся, что может завысить оценку средней скорости. По наблюдениям в линии 21 см (Венгер и др., 1982), OH, N_2CO и рекомбинационным радиолиниям расстояние до W28 заключено в пределах 2,8–3,9 кпк; наиболее надежное значение 3 кпк.

К яркой границе радиоостатка примыкает молекулярное облако OH размером $4 \times 10 \text{ пк}$, характерная серповидная форма которого свидетельствует

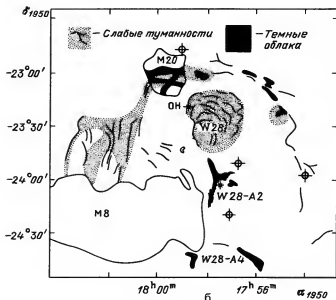


Рис. 3.2. (Окончание)

о физической связи с остатком сверхновой (Пашенко, Слыш, 1974; Слыш, 1975 и ссылки в этих работах). Дисперсия скоростей в молекулярном облаке $\Delta v = 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ согласуется со скоростью расширения W 28, концентрация молекул OH соответствует плотности $n_{\text{H}} = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Это плотность газа в области, сжатой при столкновении с остатком; невозмущенный газ имеет более низкую плотность. В этой "возмущенной" области на границе W 28 найден мазерный источник OH класса IIa, типичного для остатков сверхновых. Здесь же находится плотное протяженное облако CO, лучевая скорость облака $v_{\text{LRS}} = +22 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ близка к скорости остатка сверхновой (Вилсон и др., 1974; де Нойер, 1983). Наблюдения в линии формальдегида также свидетельствуют о высокой плотности облака, связанного с остатком сверхновой: $n_{\text{H}} = 50 \text{ см}^{-3}$ в той его части, которая примыкает к M 20, и $n_{\text{H}} = 20\text{--}35 \text{ см}^{-3}$ вблизи яркой границы W 28 (Слыш и др., 1979). Вблизи M 20 и остатка сверхновой найдено несколько компактных источников инфракрасного излучения (Райт и др., 1976). Синхротронный радиоисточник W 28 и связанная с ним оптическая туманность окружены оболочкой нейтрального газа (Венгер и др., 1982). Внутренний радиус оболочки H I составляет 24 пк, т.е. практически равен радиусу синхротронного радиоисточника, внешний радиус — 40 пк. Средняя плотность водорода соответствует $n_{\text{H I}} = 12 \text{ см}^{-3}$, масса нейтральной оболочки — $M_{\text{H I}} = 7 \cdot 10^4 M_{\odot}$, скорость расширения — $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Выделена также протяженная оболочка, состоящая из эмиссионных туманностей и поглощающих облаков, размером около $1,5^\circ$, окружающая радиоисточники W 28 и W 28-A2 и проходящая через M 20 и M 8 (см. рис. 32, б). Возможно, это второй, более старый остаток сверхновой (Зилей и др., 1983).

Старый остаток сверхновой W 50 стал одним из самых интригующих астрономических объектов, когда в центре его был обнаружен пекулярный объект SS 433 (см. § 5). Пекулярность SS 433 была столь велика, что его даже не сразу связали с W 50, несмотря на локализацию точно в центре оболочки. В этой довольно слабой ($m_V = 14^m$) звезде были обнаружены две системы ярких эмиссионных линий H и He, смещающихся относительно третьей, стационарной, компоненты со скоростью 30 000 и 50 000 км · с⁻¹. Смещения сопровождаются резкими изменениями формы линий и промодулированы с периодом 164^d. Узкая деталь вблизи максимума стационарной компоненты смещается со скоростью около 100 км · с⁻¹ и с периодом 13,1^d. Современная интерпретация фактов такова (см. Шкловский, 1981б; Маргон, 1982, 1984, Гончарский и др., 1984 и ссылки в этих работах). SS 433 — массивная затменная рентгеновая двойная система, состоящая из звезды спектрального класса В ($M = 10-20 M_\odot$) с релятивистским спутником, вероятно черной дырой, масса которого около 5–6 M_\odot . Звезда В переполняет свою полость Роша, система находится в режиме сверхкритической аккреции и с этим связано образование мощного аккреционного диска и двух коллимированных релятивистских выбросов в перпендикулярном направлении. Аккреционный диск и выбросы прецессируют с периодом 164^d, синхронно с прецессией оси вращения звезды В; период 13,1^d соответствует орбитальному движению системы. Наблюдаемые в оптике быстрые смещения высокоскоростных компонент линий обусловлены излучением прецессирующих выбросов, ориентированных под углом около 80° к наблюдателю. Как уже упоминалось, интенсивность истечения выбросов составляет $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{год}$, $V_\infty = 80\,000$ км · с⁻¹, интенсивность сферически-симметричного истечения — $\dot{M} = 10^{-4} M_\odot/\text{год}$, $V_\infty = 1000$ км · с⁻¹.

Генетическая связь W 50 с SS 433 не вызывает сомнений, поскольку непосредственно наблюдается взаимодействие выбросов с веществом оболочки. Правильная сферическая форма радиоболочки искажена двумя симметричными выступами, направление которых совпадает с позиционным углом прецессирующих выбросов (рис. 33). Недавно обнаружен центральный радионисточник размером в несколько угловых секунд, вытянутый в том же направлении и меняющий форму с периодом 164^d; здесь непосредственно наблюдается синхротронное радионизлучение плазмы выбросов. Центральный компактный источник и две плазменные струи видны и в рентгеновском диапазоне, в них сосредоточено ~ 90% излучаемого потока. Кроме центрального источника наблюдаются два вытянутых рентгеновских пятна на расстояниях от 27 до 70 пк в обе стороны от SS 433 (если принять расстояние до остатка 5,5 кпк как наиболее вероятное, согласно Маргону, 1982), см. рис. 33. Наиболее яркая область рентгеновских пятен лежит примерно в основании "радиовыступов", температура излучающей плазмы меняется от $kT \approx 4$ кэВ до $kT \approx 1,5$ кэВ вдоль пятен наружу; не исключен вклад синхротронной рентгеновской эмиссии (Ватсон и др., 1983б и ссылки там). Светимость каждого пятна — около $6 \cdot 10^{34}$ эрг · с⁻¹, полная тепловая энергия излучающей плазмы $E_T \approx 0,6 \cdot 10^{51}$ эрг. Из распределения яркости рентгеновских пятен можно заключить, что плотность плазмы соответствует $n_e = 0,2$ см⁻³ и возрастает до $n_e = 1$ см⁻³ в уярченностях вблизи оснований радиовыступов. Здесь же найдены тонкие оптические

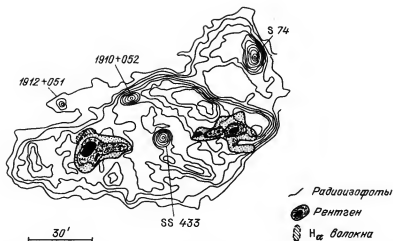


Рис. 33. Радиоизотопы W 50, совмещенные с рентгеновскими изотопами (Ватсон и др., 1983б). Показан компактный звездный остаток вспышки SS 433 и яркие оптические волокна. Объекты 1212 + 051, 1910 + 052 и S 74 не связаны с остатком сверхновой, а проецируются на него

волокон, которые как бы замыкают сферическую часть оболочки в основании выступов, см. рис. 33 (ван ден Берг, 1980б; Зилей и др., 1980).

Влияние релятивистских выбросов на формирование оболочки столь очевидно, что появились сомнения в том, что W 50 вообще является остатком сверхновой, а не каверной, образованной ветром SS 433 (см., например, Кёниг, 1983). Однако синхротронный спектр радиоизлучения, хотя в принципе и предсказывается теорией при сжатии магнитного поля, вмороженного в сгребаемый ветром газ, не наблюдается ни в одной из каверн вокруг источников сильного звездного ветра (см. гл. III). Локализация оптических волокон не на периферии, а внутри оболочки также не типична для образованных ветром кольцевых туманностей. Обе трудности снимаются в модели Шкловского (1981б) и Гелдзалера и др. (1980), согласно которой W 50 является старым комбинированным остатком сверхновой: оболочкой с центральным источником релятивистских частиц. Здесь мы, по-видимому, наблюдаем предельный случай: плерион полностью заполняет всю внутреннюю часть оболочки. Действительно, оболочечная структура радиоизлучения выражена очень отчетливо, но, в отличие от классических оболочечных радиоостатков, яркость в центре повышена (Гелдзалер и др., 1980), и излучение характеризуется высокой степенью линейной поляризации: $p = 10\%$ на 1,7 ГГц и $p = 40\%$ на 2,7 ГГц (Лаунс и др., 1981).

Необычная для старых остатков локализация оптических волокон позволяет нам сделать важное заключение о природе объекта: оболочка сверхновой существовала ранее, до включения релятивистских выбросов SS 433. В этом случае тонкие оптические волокна могут быть образованы при пересечении ударной волны, вызванной выбросами, со сферической оболочкой, сформированной предшествующей вспышкой сверхновой, и их необычная локализация находит естественное объяснение. Предлагаемая мо-

дель подтверждается следующими соображениями. Плотность газа в волокнах, определяемая по интенсивности линий [SII], составляет $n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ (Зилей и др., 1980; Киришнер, Шевалье, 1980). Скорость ударной волны, ответственной за свечение газа в волокнах, заключена в пределах $v_{обл} \approx 50 - 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, это следует из наблюдаемой скорости разлета волокон и дисперсии скорости газа внутри волокна. Синие крылья линий в спектре волокон на уровне $10 - 20\% I_{\text{макс}}$ также соответствуют скорости около $100 - 150 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Мазей и др., 1983). Зная плотность в области свечения [SII], т.е. при $T_e \approx 10^4 \text{ К}$, и скорость ударной волны в волокнах, находим из условия постоянства давления газа за фронтом начальную плотность $n_{0 \text{ обл}} = 3 - 100 \text{ см}^{-3}$. Такая плотность слишком велика для межзвездной среды на высоте $z = 200 \text{ пк}$ и скорее всего характеризует газ, уже сжатый первой ударной волной, вызванной разлетом сферической оболочки сверхновой.

Таким образом мы наблюдаем только самые яркие оптические волокна на пересечении двух ударных волн. Более слабая эмиссия на периферии сферической части оболочки, не возмущенной динамическим давлением релятивистских выбросов, не наблюдается из-за сильного межзвездного поглощения. По данным Мардина и Кларка (1980) бальмеровский декремент волокон соответствует $A_V = 4,5^m$; в области центрального источника поглощение еще больше.

Возраст остатка может быть определен по радиусу $R_s = 48 \text{ пк}$ сферической части оболочки, где влияние выбросов незначительно, и составляет около 10^5 лет в рамках адиабатического решения (8.2) при стандартной плотности $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ и начальной энергии вспышки $E_0 = 10^{51} \text{ эрг}$. Это согласуется с нашим предположением о включении релятивистских выбросов уже после вспышки сверхновой, поскольку режим сверхкритической аккреции связан с истечением звезды, заполняющей свою полость Роша, которое происходит в тепловой шкале времени, т.е. не более 10^5 лет.

Большой возраст остатка объясняет отсутствие рентгеновской эмиссии всюду в сферической оболочке: ожидаемая из соотношений (8.2) температура за фронтом ударной волны соответствует $T_s = 1,3 \cdot 10^5 \text{ К}$. Наблюдаемое диффузное рентгеновское излучение в области двух вытянутых пятен полностью обусловлено плазмой, нагретой релятивистскими выбросами. Яркость и температура этого излучения повышены в области взаимодействия выбросов со сферической оболочкой. Механическая энергия выбросов $L_v = 2 \cdot 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ — достаточный источник тепловой энергии рентгеновской плазмы, если излучение на наблюдаемом уровне продолжается не более 10^5 лет.

Еще раз подчеркнем, что уникальность остатка W 50 определяется двумя факторами. Во-первых, мы наблюдаем стадию сверхкритической аккреции, продолжительность которой коротка по сравнению с временем жизни массивной тесной двойной системы. Во-вторых, стадия переполнения полости Роша "нормальной" компонентой пары началась еще до того, как остаток первой вспышки диссипировал в межзвездной среде. Это тоже маловероятное событие, поскольку требует практического равенства начальной массы обеих компонент системы: время жизни $W 50 t \approx 10^5$ лет разделяет конечные стадии эволюции первой и второй компоненты. Поэтому трудно ожидать, что в Галактике наблюдается много объектов, подобных W 50 и SS 433.

Туманность RCW 89 и радиоостаток MSH 15 – 52 (G 320.4 – 1.1) – объект, интерес к которому вспыхнул в связи с найденным молодым пульсаром, по всей вероятности, звездным остатком сверхновой (см. § 5). Сразу оговоримся, что полной определенности в интерпретации этого интереснейшего объекта нет. Возраст пульсара PSR 1509 – 58, судя по периоду и замедлению, составляет 1700 лет. Возраст остатка, определяемый размером, составляет около 10^4 лет, и это подтверждается морфологией и рентгеновским тепловым спектром. Более того, не сразу стало ясно, что именно считать остатком вспышки сверхновой! Первоначально остатком сверхновой считалась яркая волокнистая туманность RCW 89 (ван ден Берг и др., 1973), совпадающая с нетепловым радиоисточником размером около $10'$ ($12 - 13$ пк на расстоянии 4,2 кпк). Спектр этой туманности характеризуется сильными линиями [NII] и [SII] в одном из ярких плотных сгустков найдены линии FeII в видимой и инфракрасной области (Дандигер, 1983; Сьюард и др., 1983б). Отношение интенсивностей $I_{1,602 \text{ мкм}}/I_{1,644 \text{ мкм}}$ соответствует плотности $n_e = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, сходное значение $n_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$ дают линии оптического спектра этого сгустка.

Пульсар находится за границей яркой туманности (см. рис. 34), и если принять, что он образовался при вспышке 1700 лет тому назад, скорость "убегания" пульсара должна быть около $6000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Эту трудность можно обойти, если считать единым остатком весь комплекс радиоисточников размером около $30'$, показанный на рис. 34. Аргументами в пользу этого являются морфология области, центральное положение пульсара, идентичный радиоспектр $\alpha = -0,35$ (Касуэлл и др., 1981; Манчестер и Дурдайн, 1983; Манчестер и др., 1982), а также общее расстояние около 4,2 кпк. В оптическом диапазоне также найдены слабые волокна, связывающие яркую туманность RCW 89 с протяженной оболочкой MSH 15 – 52 (Сьюард и др., 1983б).

Однако проблема согласования возраста пульсара и остатка вспышки сверхновой остается. Диаметр протяженной оболочки $R \approx 36$ пк в рамках адиабатического решения (8.2) соответствует $t \approx 10^4$ лет, если только вспышка не произошла в аномально разреженной среде и имела нормальную энергетику. Прямая оценка возраста может быть сделана по скорости расширения; с этой целью ван ден Берг и Кампер (1984) измерили собственные движения 13 ярких волокон RCW 89. Оказалось, что самые быстрые волокна движутся со скоростью $\mu = 0,07 - 0,09''/\text{год}$, в то же время при свободном разлете из пульсара, начавшемся 1600 лет назад, ожидаемое значение составляет $\mu = 0,3''/\text{год}$. Если остаток уже находится в адиабатической стадии, его возраст превосходит 5000 лет.

В рентгеновском диапазоне в области MSH 15 – 52 наблюдаются два компактных источника, окруженных "горячими пятнами". Один из них – пульсар PSR 1509 – 58; протяженный источник вокруг него обусловлен синхротронным излучением инжектируемых пульсаром частиц. Второй отождествлен с компактным ярким оптическим сгустком с сильной эмиссией железа в спектре (Сьюард и др., 1983б). Этот сгусток, как видим, отличается от волокон старых остатков, и, если бы не противоречие возраста пульсара и скорости волокон, естественнее всего было бы считать его выброшенным при вспышке.

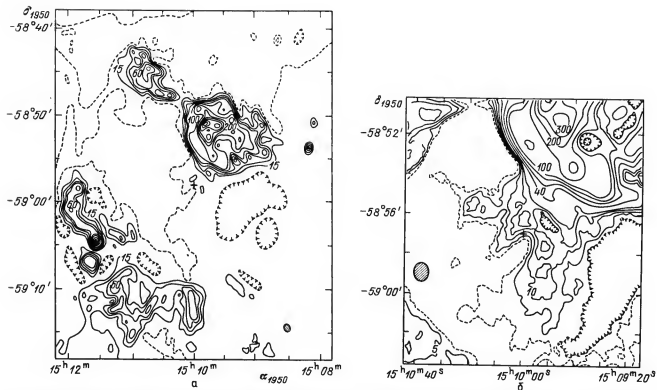


Рис. 34. Радиоисточник MSH 15-52: *а* – крупномасштабная карта, *б* – центральная область; пульсар показан крестиком (Манчестер, Дурдайн, 1983). Туманность RCW 89 совпадает с яркой областью на северо-западе

Указанные противоречия снимаются при двух предположениях. Первое тривиальное: протяженный старый остаток и молодой пульсар с синхротронной рентгеновской туманностью не связаны генетически, а случайно проецируются друг на друга. Второе интересное, но пока достаточно спекулятивное и, безусловно, является данью моде. Заметив, что границу и некоторые детали RCW 89 и протяженного юго-восточного радиоисточника можно соединить прямыми, проходящими через пульсар, Манчестер и Дурдайн (1983) предположили, что эти две наиболее отчетливые области остатка образованы прецессирующими выбросами релятивистской плазмы в двух направлениях, например, вдоль магнитной оси пульсара. Пока кроме аналогии с (W 50 + SS 433) и отмеченной симметрии радиоостатка эта гипотеза никак не подтверждена наблюдениями.

Паруса XYZ — система тонких волокон и радиооболочка, в которой выделяется область Паруса X — плерион вокруг молодого пульсара PSR 0833 — 45 (см. § 5 и § 9). Инжекция релятивистских частиц определяет различия радиоспектров плериона и оболочки: $\alpha = -0,1$ в плерионе и $\alpha = -0,6$ в остальной туманности. Структура магнитного поля коррелирует с волокнистой структурой туманности, поляризация $p = 3-10\%$ в оболочке и повышена в плерионе (Милн, 1980; Лерхе, Милн, 1980).

Расстояние 400–500 пк установлено на основании генетической связи остатка с туманностью Гама, радиус оболочки — 15–20 пк, плотность невозмущенного газа в облачной компоненте среды соответствует плотности в туманности Гама $n_{0 \text{ обл}} = 5-10 \text{ см}^{-3}$ (Дженкинс и др. 1976, 1981).

В рентгеновском диапазоне излучают горячая плазма за фронтом ударной волны в оболочке и плерион, соответственно выделены тепловая и синхротронная компоненты.

Температура, определяемая тепловым спектром, достигает $T_e = (2,5 - 4,3) \cdot 10^6 \text{ К}$; слабая компонента, соответствующая $T_e = 1,7 \cdot 10^7 \text{ К}$, вероятно, связана с излучением плериона (Каан и др., 1983, 1985; Харнден и др., 1985).

Первые сведения о кинематике туманности получены косвенным путем по наблюдениям звезд фона, в спектрах которых выявлены детали поглощения в линиях Ca, Na, O, N, S, Si на скорости от -130 до $+55 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Дженкинс и др., 1984 и ссылки там). О том, что поглощение происходит в оболочке сверхновой, говорят высокая дисперсия скорости и повышенное обилие Ca, обусловленное его выбиванием с пылинки при прохождении ударной волны. Прямые измерения ширины линии H_{α} , излучаемой в туманности, соответствуют $\Delta v = 310 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Данцигер и др., 1978). Ширина линий [NII] и [OIII] в изолированных волокнах равна $\Delta v = 20-30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, и в этих же пределах заключена скорость хаотических движений отдельных сгустков газа друг относительно друга (Шулл, 1983).

Корма А. Баале и Минковский (1954) отождествили с радиоисточником Корма А туманность, состоящую из десятка ярких компактных конденсаций. Современные "глубокие" фотографии показывают поразительное разнообразие слабых деталей, заполняющих радиооболочку размером около $60-80'$ (Эллиот и др., 1976; ван ден Берг, 1978б; Гудис, Миберн, 1978). В отличие от других старых остатков, наблюдаются не тонкие волокна,

а компактные конденсации. Самые яркие линии в спектре принадлежат [NI] и [NII]; в отдельных сгустках $I_{[NII]}/I_{H\alpha} = 20$, что значительно выше, чем в других остатках (см. Данцигер, 1983 и ссылки там). По всей вероятности, обилие кислорода и азота в оптических волокнах выше нормального космического (Допита и др., 1977).

Сильные вариации лучевой скорости слабых волокон в пределах от 170 до $-300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ дают среднюю скорость расширения оболочки $250 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Эллиот, 1978). Яркие сгустки движутся друг относительно друга с характерной скоростью $30-80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, дисперсия скорости внутри сгустка — около $20-30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, температура около $1,9 \cdot 10^4 \text{ К}$ (Шулл, 1983). Компактные конденсации наблюдаются на фоне более слабого диффузного свечения: $I_{\text{диф}}/I_{\text{компл}} = 0,5-0,8$, ширина линии диффузной компоненты — около $60-80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Шулл, 1983). В самой яркой восточной конденсации наблюдается широкая слабая компонента линий [OIII] и [FeXIV] (Кларк и др., 1979).

Судя по рентгеновскому изображению (рис. 42), вспышка произошла в области с крупномасштабным градиентом плотности и мелкомасштабными флуктуациями — облаками размером $1-2 \text{ пк}$ и плотностью $n_{0 \text{ обл}} \approx 1 \text{ см}^{-3}$, в двух ярких компактных конденсациях на востоке и севере — $n_{0 \text{ обл}} \approx 10-20 \text{ см}^{-3}$.

Совсем недавно эволюционный статус этого остатка был пересмотрен: вероятно, это молодой объект, и можно предполагать, что он принадлежит к классу богатых кислородом, прототипом которого является Кассиопея А (см. § 4). Уинклер и Кишнер (1985) выявили новые быстрые волокна, разлетающиеся из центра со скоростью более $1600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в спектре которых преобладают линии кислорода в стадии ионизации O^0, O^+, O^{++} , в то время как балмеровские линии водорода чрезвычайно слабы. Аналогия с Кассиопеей А очевидна: эти быстро движущиеся волокна могут быть идентифицированы с быстрыми волокнами Кассиопеи А, т.е. с выброшенными при вспышке сгустками обогащенного продуктами ядерных реакций вещества, в то время как яркие медленные волокна с повышенным обилием азота — со стационарными конденсациями, по всей вероятности, выброшенными на стадии истечения предсверхновой. Возраст оболочки, определяемой радиусом $12-14 \text{ пк}$ (по $\Sigma(D)$ -зависимости Милна, 1979а) и скоростью разлета быстрых волокон, не превышает 5000 лет, если оболочка расширяется адиабатически. Вероятно, адиабатическое решение (8.2) уже применимо к остатку, так как наблюдаемая скорость в 5–6 раз ниже скорости разлета Кассиопеи А, т.е. оболочка существенно затормозилась.

Рентгеновская эмиссия остатка согласуется как с относительно малым возрастом, так и с сильным обогащением горячей плазмы кислородом и неоном: относительное содержание O/Fe и Ne/Fe существенно выше нормального космического даже с учетом возможного отклонения плазмы от ионизационного равновесия (Уинклер и др., 1983).

Данные о радиоизлучении Кормы А могут быть найдены в работе Эриксона, Магоней (1985) и ссылках там на более ранние исследования.

Сведения об оптических туманностях — остатках вспышек сверхновых — представлены в сводной табл. 10 вместе с результатами рентгеновских наблюдений и основными сведениями о характере радиоизлучения.

Таблица 10

Остатки вспышек сверхновых звезд

Название	r , кпк	R , пк	$v_{\text{обл}}$, км · с ⁻¹	v_3 , км · с ⁻¹		$n_{\text{обл}}$, см ⁻³		$n_{\text{ом}}$, см ⁻³		Радиоисточник	
				Оптика	Рентген	Радио	[SII]+ $v_{\text{обл}}$	$P_{\text{обл}} = P_M$	Рентген	p , %	— α
1	2	3	4	5		6		7		8	9
HB 3	≈ 3 [1]	40–42	30–50 [1]	230 [1]	340–480 [2, 67]	~ 1 [3]		0,04	0,06–0,02 [2, 67]	0,52 [4]	
HB 9	1,3–2 [3]	25–40	80 [3]	350 [3]	550 [7]	5–8 [3]		0,03–0,4	0,03 [7]	25–30 [4, 5]	0,44/0,9 [6]
OA 184	4–5; 2 [12]; [8]	30	50 [12]	170–180 [12]	10 [3]		1–2		0,56 [11]		
VR 042.05.01	5	26	40–50 [9]	190–200 [9]	7–8 [3, 8]		$\sim 0,3$		0,4 [10]		
Симеиз 147	1,5–0,8 [8]	40	50 [19]	190 [19, 20]	4 [3]		0,3		10 [17, 18]		
IC 443	1,5	9	100–150	600–700	700	20	5	0,5–1	0,15	6–8	0,36
Петля Единорога	0,8 [21, 22]	29	50 [21]	100 [21]	5 [3]		~ 1		2–3 [23]		
W 28	3	20	40 [25]	100 [25]	20–25 [26]		30–40 [3]	6–7	15–25 [24]		
										0,42 [24]	0,42 [24]

Т а б л и ц а 10 (продолжение)

1	2	3	4	5		6		7		8	9
G 65.2+5.7	0,8 [27]	30	50-80 [27]	~500 [27]	450 [28, 29]		5 [3]	0,15	0,1-0,4 [28, 29]		~0,5 [30]
G 78.2+2.1 (γ Cyg)	1,8	16	100 (H1) [31]		1000 [32]	~100 [31]			0,1-0,2 [32]		0,65 [33]
HB 21	1,2	20	35 [3]	100 [3]	< 200 [15]	5 [16]		0,6 [3]		25 [5]	0,35-0,40 [5, 13]
CTB 1	2,7 [3]	20	30-40 [3, 35]	190 [3]			10 [3]	0,2		10-17 [24, 35]	0,75 [24, 35]
MSH 15-52	4,2	18		1650 [37]							0,35 [36]
RCW 89	[36]			400	390	5-10		0,2	0,15	4-25	0,84/0,38
Петля Лебедя	0,7	20	~80						0,15	3-10	0,1/0,6
Паруса XYZ	400-500 [39, 40]	15-20	~100 [41]	~400 [50]	400-600 [48, 49]	5-10	~30 [51, 3]		0,15 [48, 49]	[38, 47]	[38]
Корма А	1,8-2	12-14	250 [42]	1600 [43]	~800 [44, 45, 46]	20 [57]	15-25 [51, 3]		~0,3-1 [46, 44, 45]		0,48 [34]
Петля Волка	0,5-0,6	20	23 (H1) [81]		390 [52, 53, 54]				0,04 [52, 53, 54]		0,3 [55]
W 44	3 [56]	12	10(H1) [82, 83]		450-10 ³ [56, 58]	~20-8 [14, 83]			0,5-0,05 [56, 58]		0,3 [55]

Таблица 10 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Петля 1	0,1–0,2 (§ 10)	115	3 (HI) [63]	320 [59–62]	0,5 [63]	0,007 [59–62]		0,5–0,7
RCW 103	6,6 [69, 70]	9–10	100–350 [64, 65]	900 [66]		0,5		0,55 [34, 68]
RCW 86 (MSH 14–63)	3,2 [69]	24	~200 [64]	10 ³ [72, 73]		~0,1 [72, 73]	3 [71]	0,62 [55]
G 287.8–0.5 (η Car)	2,5 [75, 76]	7		~600 [74]	2000 [75, 76]	6–7 [3]	0,15 [75, 76]	
G 290.1–0.8 (MSH 11–61A)	~4	7–8	50–90 [78]					0,62–0,55 [77, 55]
W 63 (G 82.7 + 5.4)	1,3–1,6	14–16	35–70 [79, 80]					0,7 [55]

1 — Лозинская, Ситник, 1980; 2 — Галаси др., 1980; 3 — Лозинская, 1980а; 4 — Велу-самы, Кунду, 1974; 5 — Райх и др., 1983; 6 — Удалыцов и др., 1978; 7 — Туохи и др., 1979б; 8 — Фезен и др., 1985; 9 — Лозинская, 1978а; 10 — Ландеккер и др., 1982; 11 — Виллис, 1973; 12 — Лозинская, Ситник, 1979; 13 — Хилл, 1974; 14 — Диккел и др., 1976; 15 — Дэвидсон и др., 1977; 16 — Азуза, Эркес, 1973; 17 — Кунду и др., 1980; 18 — Софуе и др., 1980; 19 — Лозинская, 1976; 20 — Киршиер, Ариолд, 1979; 21 — Лозинская, 1971; 22 — Дэвис и др., 1978; 23 — Грахам и др., 1982; 24 — Аигерхо-фер и др., 1977; 25 — Лозинская, 1973а; 26 — Слыш и др., 1979; 27 — Лозинская, Сит-ник, 1978; 28 — Снайдер и др., 1978; 29 — Мейсон и др., 1979; 30 — Райх и др., 1979; 31 — Ландеккер и др., 1980; 32 — Хиггс и др., 1983; 33 — Баарс и др., 1978; 34 — Мили, 1979б; 35 — Райх, Браунфюрст, 1981; 36 — Манчестер, Дурдайн, 1983; 37 — ван деи Берг, Кампер, 1984; 38 — Лерхе, Мили, 1980; 39 — Брандт и др., 1976; 40 — Джейкис и др., 1976; 41 — Джейкис и др., 1984; 42 — Эллиот, 1978; 43 — Уинклер, Киршиер, 1985; 44 — Петре и др., 1982; 45 — Баркерт и др., 1982; 46 — Зарицки и др., 1978; 47 — Мили, 1980; 48 — Хири и др., 1980; 49 — Каан и др., 1983; 50 — Дантигер и др., 1978; 51 — д'Олорико, Саббади, 1977; 52 — Туур, 1980; 53 — Давелаар и др., 1979; 54 — Уинклер и др., 1979; 55 — Мили, 1979а; 56 — Гроненинд и др., 1978; 57 — Госачин-ский, Херсонский, 1983; 58 — Ватсон и др., 1983а; 59 — Айван, 1980; 60 — Давелаар и др., 1980; 61 — Айнуе и др., 1980; 62 — Хайакава и др., 1978; 63 — Хейлес и др., 1980; 64 — Дантигер, 1983; 65 — ван деи Берг и др., 1973; 66 — Туохи и др., 1979г; 67 — Лихи и др., 1985а; 68 — Касуэлл и др., 1980; 69 — Лейбович, Дантигер, 1983; 70 — Руиз, 1983; 71 — Мили, 1972; 72 — Пизарски и др., 1984; 73 — Нугент и др., 1984; 74 — Эллиот, 1979; 75 — Бэккер, и др., 1976; 76 — Буннер, 1978; 77 — Мили, Диккел, 1975; 78 — Эллиот, Малин, 1979; 79 — Лозинская и др., 1975; 80 — Розадо, Гонзалес, 1981; 81 — Коломб, Дабнер, 1982; 82 — Кнапп, Керр, 1974; 83 — Венгер и др., 1981.

НВ 3 — очень слабая радиооболочка на границе яркого комплекса IC 1795—1905—1848 (Рольфс и др., 1977). Оптическая туманность — тонкие волокна, излучающие в линиях $H\alpha$, [NII] и [SII], и диффузная эмиссия в линии [OIII] (Фезен, Галл, 1983) — видны лишь на западе радиооболочки и поглощаются в восточной части плотным газо-пылевым облаком, связанным с IC 1805—1848. Кинематическое расстояние до НВ 3 составляет $3 \pm 0,2$ кпк, остаток сверхновой может быть физически не связан с газопы-левым комплексом, хотя и находится на том же расстоянии (Лозинская, Ситник, 1980). На севере к остатку примыкает облако N1 — возможно, часть внешней оболочки, расширяющейся со скоростью около $30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Рид, 1981). Структура остатка в рентгеновском диапазоне несколько необычна: на фоне диффузной эмиссии, заполняющей радионизображение размером около 80 пк, наблюдается яркое кольцо разме-ром около 30 пк (Лихи и др., 1985а). Авторы связывают это кольцевое уярчение со сферической-симметричной неоднородностью межзвездной среды из-за действия ветра предсверхновой или с влиянием возвратной ударной волны.

НВ 9 — выделяется среди других оболочечных радиисточников высокой степенью линейной поляризации $p = 25\text{--}30\%$, регулярной структурой магнитного поля (Райх и др., 1983) и переломом в спектре радиоизлучения $\alpha_{\nu < 1 \text{ ГГц}} = -0,44$; $\alpha_{\nu > 1 \text{ ГГц}} = -0,9$ (Удалыцов и др., 1978). Кинематическое расстояние до туманности равно $2 \pm 0,8$ кпк (Лозинская, 1980а), $\Sigma(D)$ -зависимость дает расстояние $1,2\text{--}1,3$ кпк. Косвенным подтверждением приведенной в таблице низкой плотности ионоизлучающего газа служ-жит отсутствие крупномасштабных уярчений в оптике и радиодиапазоне, свидетельст-вующих о столкновении с плотным облаком, и тот факт, что сквозь остаток "просвечи-ваются" две галактики.

ОА 184 (Sh 223). Средняя лучевая скорость периферийных волокон дает кинема-тическое расстояние 4—5 кпк (Лозинская, Ситник, 1979). По поглощению, опреде-ляемому из балмеровского декремента волокон, Фезен и др., (1985) нашли рас-стояние около 2 кпк. Плотность облачной компоненты межзвездного газа $n_{\text{обл}} = 10 \text{ см}^{-3}$ соответствует $I_{6717}/I_{6731} = 1,14$ при средней скорости $v_{\text{обл}} = 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Лозинская, 1980а). Канто (1977) тем же методом нашел $n_{\text{обл}} = 115 \text{ см}^{-3}$, но он принял неоправданно низкую скорость $v_{\text{обл}} = 15 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, противо-речащую нашим измерениям скорости волокон.

VRO 42.05.01. Радиосточник показан на рис. 35 по данным Ландеккера и др. (1982). Судя по сходному спектру ($\alpha = -0,4 \pm 0,1$) и одинаковому расстоянию, определя-

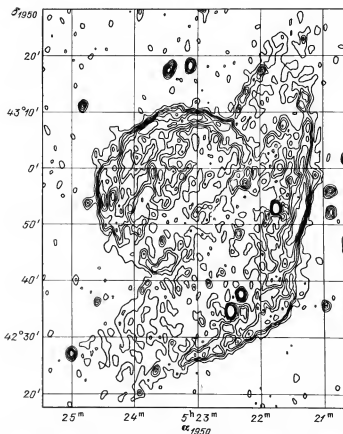


Рис. 35. Объект VRO 42.05.01 – остаток вспышки сверхновой на границе плотного облака

мому поверхностной радиояркостью двух частей оболочки, это единое образование на расстоянии около 5 кпк. Необычная форма радиооболочки может быть следствием вспышки на плоской границе облака с резким контрастом плотности. Если остаток находится в адиабатической стадии, то $R \propto n_0^{-0,2}$, и наблюдаемое различие радиусов двух секторов требует $n_1/n_2 = 10-20$. Результаты исследований кинематики, а именно – средняя скорость разлета ярких волокон не более $35 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и средняя полуширина линии около $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, определяющие $v_{\text{обл}}$ в табл. 10, скорость самых быстрых волокон около $140 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, дающая оценку v_s , а также значение n_0 обл относятся к волокнам восточного сектора оболочки (Лозинская, 1978а, 1980а). Скорость разлета западного сектора должна быть в два-три раза выше.

Симеиз 147 – классический образец старого остатка в однородной среде сравнительно низкой плотности (рис. 36). Расстояние $\sim 0,8$ кпк, найденное Фезеном и др. (1985) из измерений бальмеровского декремента ярких волокон, определяющего межзвездное поглощение, не противоречит оценке $\sim 1,5$ кпк по зависимости $\Sigma(D)$. Тонкие оптические волокна наблюдаются и в радиодиапазоне, спектр радионизлучения с переломом, $\alpha_\nu < 1 \text{ ГГц} = 0$, $\alpha_\nu > 1 \text{ ГГц} = 1,2$ (Кунду и др., 1980; Софусе и др., 1980). Средняя скорость разлета ярких оптических волокон, достигающая $30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по измерениям Лозинской (1976), совпадает со скоростью расширения внешней оболочки H1, равной $25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ согласно данным Азуза и др., (1975). Самые быстрые волокна

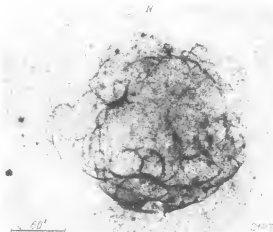


Рис. 36. Тонковолокнистая туманность Симеиз 147

разлетаются из центра со скоростью $140-150 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Лозинская, 1976; Киришнер, Ариолд, 1979). Высокоскоростные движения в оболочке подтверждаются наблюдениями смещенных линий поглощения в спектре нескольких звезд фона (Филлипс, Гондхалекар, 1983). Связь поглощающих облаков с остатком сверхновой доказывалась повышенным обилием тяжелых элементов, в особенности Са, из-за выбивания атомов с поверхности пылинки при прохождении ударной волны. Расположенные вблизи оболочки Симеиз 147 облака СО (см. Сквилль и др., 1977), вероятно, не связаны с остатком сверхновой. Фюрст и Райх (1986) обнаружили корреляцию радио- и оптических волокон и уплотнение радиоспектра в волокнах.

Петля Единорога — слабая тонковолокнистая оболочка между яркой туманностью Розетка, возбуждаемой звездами скопления NGC 2244 ассоциации Моп OB2, и газопылевым комплексом NGC 2264, связанным с Моп OB1. Схема области по данным Дэвиса и др. (1978), Киришнера и др. (1978) показана на рис. 37. Остаток сверхновой находится на расстоянии 800 пк и физически связан с NGC 2264 (Лозинская, 1971; Фезен и др. 1985). Туманность Розетка и протяженная оболочка нейтрального водорода размером около 130 пк, расширяющаяся со скоростью $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и окружающая весь комплекс туманностей (Госачинский, Херсонский, 1982), расположены на расстоянии около 2 кпк и с остатком не связаны. Оболочка, вероятно, образована звездным ветром и, возможно, вспышками сверхновых в ассоциации Моп OB2. Ветер и ионизирующая радиация нескольких О-звезд ассоциации Моп OB1, локализованных внутри Петли Единорога, по-видимому, ответственны за диффузную оболочку [OIII], несколько превосходящую по размеру тонковолокнистый остаток сверхновой, яркий в линиях H_α и [NII], и синхротронный оболочечный радионисточник. Прямые измерения скорости волокон остатка дали среднюю скорость разлета оболочки $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, скорость самых быстрых волокон — $80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Лозинская, 1971). Эти результаты впоследствии были подтверждены найденными в спектрах двух звезд фона высокоскоростными деталями линий межзвездного поглощения (Валерстайн, Якобсен, 1976; Коуэн, 1977). Первые рентгеновские измерения остатка также согласуются с нашим выводом о низкой скорости распространения ударной волны, вызванной разлетом оболочки (Лихи и др., 1985 г.).

НВ 21 — эллипсоидальная оболочка, впервые идентифицированная в радиодиапазоне. Радионисточник характеризуется регулярной структурой магнитного поля и высокой степенью поляризации $p = 25\%$ (Райх и др., 1983). Связанная с НВ 21 туманность очень слабая, несколько диффузных волокон почти не выделяются над ярким в созвездии Лебедя галактическим фоном. Средняя скорость расширения туманности $v = 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ найдена автором в 1972 г. по систематическому уширению линий H_α от периферии к центру оболочки; самые высокоскоростные детали профиля ли-

нии соответствуют $v_s = 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. Лозинская, 1980а). Остаток сверхновой окружен оболочкой нейтрального водорода, расширяющейся со средней скоростью $25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Азуза, Эркес, 1973).

СТВ 1. Морфология и кинематика туманности и близлежащих областей НII свидетельствуют о столкновении остатка с плоским облаком, кинематическое расстояние до СТВ 1 составляет $2,7 \pm 0,5 \text{ кпк}$ (Лозинская, 1980а). Сверхрентный радионисточник и туманность окружены внешней оболочкой НI вдвое большего размера, оболочка расширяется со скоростью $20\text{--}40 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Райх, Браунфюрст, 1981).

RCW103. В центре оболочки обнаружен звездный остаток – вероятно, нейтронная звезда (см. § 5). Тем не менее RCW103 – типичный оболочечный остаток вспышки сверхновой без каких бы то ни было признаков продолжающейся активности пульсара (Шавер, 1982; Касуэлл и др., 1980). Возможно, в волокнах повышено содержание азота (Допита и др., 1977; Руиз, 1983; Лейбович, Данцигер, 1983). Расстояние по $\Sigma(D)$ -зависимости соответствует 8–9 кпк, кинематическое – около 3,2 кпк (Касуэлл и др., 1975); отношение интенсивностей линий H_α и H_β в ярких волокнах дает $A_V = 4,5^m$ и расстояние 6,6 кпк (Руиз, 1983; Лейбович, Данцигер, 1983). Последняя оценка кажется наиболее надежной. Средняя скорость двух ярких периферийных волокон составляет $-70 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $+10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (ван ден Берг и др., 1973); полная ширина линии H_α в туманности соответствует движению газа в интервале скоростей $\Delta v = 690 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Данцигер и др., 1978).

RCW86 (MSH 14 – 63). Система внешних слабых волокон, вероятно, связана с центральной яркой тонковолокнистой туманностью. Бальмеровский декремент волокон дает $A_V = 1,7^m$ и расстояние 3,2 кпк согласно Лейбович, Данцигеру (1983) и $A_V = 0,8^m$, расстояние 1 кпк – согласно Руиз (1981). Первое кажется более надежным, поскольку согласуется с зависимостью $\Sigma(D)$. Остаток связывают с SN185г. (ван ден Берг и др., 1973; Пизарски и др., 1984), но это вопрос в большой степени спорный. Если принять расстояние $r = 1 \text{ кпк}$, рентгеновская светимость $L_{0,2-4 \text{ кэВ}} = 2 \cdot 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, согласно Пизарски и др. (1984), оказывается по крайней мере на порядок ниже большинства остатков сверхновых. При расстоянии $r = 3 \text{ кпк}$ возраст

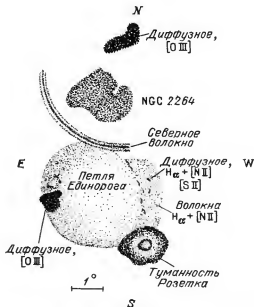


Рис. 37. Крупномасштабная схема области, включающей Петлю Единорога, NGC 2264 и туманность Розетка, см. текст

остатка, определяемый линейным размером и скоростью $v_s \approx 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, соответствующей $T_s = 1,4 \cdot 10^7 \text{ К}$, равен ~ 8000 лет при адиабатическом расширении. Можно конечно, принять, что вспышка SN 185г. произошла в разреженной среде $n_0 = 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ и остаток еще расширяется без торможения с начальной скоростью $v_0 = 20 \text{ пк}/1800 \text{ лет} = 11000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, но тогда непонятно происхождение системы ярких тонких волокон, типичных для старого остатка в плотной среде. Прямые измерения скорости волокон сделаны лишь в среднем по туманности и показали, что скорость меняется в интервале $\Delta v = 400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Данцигер и др., 1978).

G 290.1 — 0,8 (MSH 11 — 61A). Некоторое представление о кинематике оболочки пока дают лишь измерения полной ширины линии H_α $\Delta v = 90 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в ярких волокнах (Эллиот, Малин, 1979). Близлежащая туманность MSH 11 — 61B, вероятно, является областью HII, а не остатком сверхновой. Об этом говорит низкая яркость линий $[SII]: I_{H_\alpha}/I_{[SII]} = 10-20$ и рекомбинационное излучение в радиолинии $H_{100\alpha}$ (Эллиот, Малин, 1979; Уинклер, 1979).

Петля Волка — протяженная оболочка размером около 6° ; на нее проецируется, но физически не связан остаток SN 1006г. Оболочка лучше всего выявляется в радиодиапазоне, оптическая эмиссия очень слабая (ван ден Берг, 1976), кинематика туманности не исследована. В линии 21 см выделяются две коцентрические оболочки H I (Коломб и Дабнер, 1982). Внешняя имеет радиус около 84 пк (при расстоянии 500 пк), расширяется со скоростью $12 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и может быть образована ветром массивной предсверхновой. (Необходимая мощность ветра $L_v = 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и продолжительность истечения $t = 4 \cdot 10^6 \text{ лет}$ (см. соотношения (12.5) § 12) согласуются с потерей массы O-звездами.) Внутренняя оболочка имеет радиус 32 пк, расширяется со скоростью $23 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в образованной ветром каверие со средней плотностью $n_0 = 0,13 \text{ см}^{-3}$ и может быть отождествлена с остатком сверхновой.

W 44 — радиооболочка размером $27'$ (Диккел и др., 1976). Расстояние около 3 кпк найдено по поглощению в линиях OH и HI (Госс и др., 1971; Майерс, 1973). Широкая деталь в линиях поглощения OH на скорости $v_{LSR} = 42 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, вероятно, связана с облаком, сжатым ударной волной. Обнаружена внешняя оболочка HI, расширяющаяся со скоростью $4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Корнстг, Харди, 1975). Оптическая эмиссия не наблюдается из-за сильного поглощения. На востоке к остатку примыкает плотное молекулярное облако, может быть, связанное с ним генетически (Воотен, 1977; де Нойер, 1983). Объект внесен в таблицу, поскольку рентгеновские наблюдения позволяют использовать его для построения эволюционной последовательности остатков сверхновых (Ватсон и др., 1983а).

В таблице даны соответственно по столбцам: 1 — наиболее употребительное название остатка; 2 — расстояние (если не оговорено в примечаниях и без ссылок — то по $\Sigma(D)$ -зависимости, показанной на рис. 58 (см. с. 174) с корреляцией за высоту над галактической плоскостью согласно Милну (1979а)); 3 — линейный радиус остатка, определяемый по оптическому, рентгеновскому или радиоиообразованию; 4 — характерная скорость ударной волны в облачной компоненте $v_{обл}$ по ширине линий H_α и (или) скорости разлета ярких волокон; 5 — скорость v_s быстрой ударной волны в межоблачной среде, слева — по самым высокоскоростным деталям профиля оптических линий, справа — по температуре, определяемой спектром рентгеновского излучения (см. § 7); 6 — характерная плотность $n_{0,обл}$ невозмущенного газа в облачной среде: слева — по независимым наблюдениям в линии 21 см или других радиолиниях, справа — по плотности в ярких волокнах, определяемой относительной интенсивностью $[SII]$, и по скорости $v_{обл}$ в предположении постоянного давления $P_{обл}$ газа за фронтом волны высвечивания (принималось $T_{[SII]} = 8000 \text{ К}$ и $n_s = 4n_{0,обл}$); 7 — плотность невозмущенного газа в межоблачной среде $n_{0,м}$: слева по $n_{0,обл}$, $v_{обл}$ и v_s из условия равенства давлений за фронтом ударной волны в облачной $P_{обл}$ и межоблачной P_m среде (7.3), справа — по рентгеновской светимости

из соотношения (7.2) в предположении равновесной плазмы; сведения о радиоизлучении остатка: 8 — степень линейной поляризации и 9 — спектральный индекс. Под значениями параметров в каждом столбце приведены последние или наиболее надежные ссылки; данные по IC 443 и Петле Лебеда приведены без ссылок, так как подробно изложены в тексте.

Этими туманностями исчерпано подавляющее большинство старых остатков с исследованной кинематикой, которые могут быть использованы для анализа взаимодействия оболочки сверхновой с газом межзвездной среды. Подчеркнем, что во всех старых остатках наблюдается сходная картина: яркие волокна и конденсации разлетаются из центра с меньшей скоростью, чем слабые. При средней скорости разлета ярких волокон порядка $30\text{--}100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в оболочках наблюдаются более слабые быстрые волокна или диффузный газ, движущиеся со скоростью $\sim (1\text{--}5) \cdot 10^2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Дисперсия скорости газа внутри волокна, определяемая по ширине линии, близка к скорости относительных движений волокон в остатке. Как видно на рис. 27 и 30 (см. также Лозинская (1980а)), наблюдаемые скорости волокон практически равномерно заполняют интервал между минимальным и максимальным значениями. Адекватная интерпретация этих результатов может быть сделана только в совокупности с данными наблюдений в рентгеновском диапазоне и потому отнесена в § 7. Здесь мы коснемся лишь вопроса о структуре старых остатков.

Тонковолокнистая структура оптических туманностей — старых остатков сверхновых — одно из самых удивительных явлений на небе; хорошие фотографии туманностей Петля Лебеда, Паруса XYZ, Симеиз 147 поражают воображение. Толщина отдельных волокон в картинной плоскости не превышает $2\text{--}3''$ (около $0,02\text{--}0,05 \text{ пк}$ в близких остатках), длина достигает $3\text{--}5 \text{ пк}$, а правильная морфология свидетельствует, что это единые образования. Вопрос о природе этих ажурных систем был поставлен Оортом еще в 1946 г., однозначного ответа на него нет до сих пор. Суммируя результаты наблюдений оптических остатков сверхновых, можно сделать следующие выводы о физических условиях в тонковолокнистых образованиях (Лозинская, 1980г). Тонковолокнистой структурой обладают не все старые остатки вспышек сверхновых; есть многочисленный класс объектов, состоящих только из диффузных волокон и конденсаций (например, туманности W 28, HB 21, HB 3, HB 9). Во всех туманностях с тонковолокнистой морфологией наблюдаются более слабые диффузные образования, в которые погружены тонкие волокна. С чем связана принадлежность остатка сверхновой к классу диффузных или тонковолокнистых, пока не ясно. Объекты обоих классов имеют одинаковый интервал изменения линейных размеров, расстояний, яркости в радиодиапазоне, спектрального индекса. В обеих группах есть остатки, связанные и не связанные с плотными газопылевыми облаками. Не обнаружено систематических различий плотности невозмущенного межзвездного газа или начальной энергии вспышки. Возможно, существует слабая корреляция морфологического класса со следующими взаимосвязанными параметрами остатков: рентгеновской светимостью, скоростью фронта ударной волны v_s и эволюционным возрастом (см. § 8). Среди эволюционно более молодых объектов ($v_s \geq 500\text{--}600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $Rn_{0M}^{1/3} \leq 10 \text{ пк}$, $L_{0.1-5 \text{ кэВ}} \geq 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$) преоблада-

дают тоиковолокистые туманиости, среди эволюционно более старых ($v_s \lesssim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $Rn_{0\text{м}}^{1/3} \approx 30 \text{ пк}$, $L_{0,1-5 \text{ кэВ}} \lesssim 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$) — диффузные.

Вопрос о геометрии волокои — являются ли они одномерными жгутами или плоскими слоями, видимыми с ребра, — тоже дискутируется до сих пор. Тот факт, что тонкие яркие волокиа соседствуют со слабыми диффузными, иаводит на мысль, что тонкие волокиа — это плоскости, ориентированные ребром к наблюдателю. Однако исследования кинематики старых остатков противоречат такой иитерпретации. Действительно, если тонкие и диффузные волокиа являются плоскими образованиями и отличаются только ориентацией, ширина линии, определяемая тепловыми движениями, должна быть одинакова в них. Но поскольку луч зрения проходит больший путь через плоские образования, ориентированные ребром, турбулентное уширение линии из-за отиосительных движений разиых масс газа на луче может быть сильнее в ярких тонких волокиах. Мы убедились выше, что наблюдается противоположная картина.

Вывод об одномерной структуре тонких волокои следует и из непосредственного сравнения их размеров в картининой плоскости и по лучу зрения (см. Лозинская, 1980 г).

Подчеркием, что наше заключение об одномерной структуре отиосится лишь к ярким тоиким волокиах большинства старых остатков. Безусловно, в отдельных случаях мы видим и плоские образования, ориентированные ребром. Примером служат слабые тонкие внешние волокиа Петли Лебеда с чисто водородным спектром, представляющие собой проекцию тоикого слоя газа иа фронте ударной волиы.

Измерения ширины линий элементов с разиым атомным весом позволяют разделить тепловые и турбулентные скорости газа в волокиах. Такие измерения сделаны для ярких конденсаций Петли Лебеда, IC 433, Парусов XYZ и Кормы А и показали, что линии тяжелых элементов в частности N и O, уширены в осиювиом турбулентными движениями, причем волокиа и коиденсации характеризуются мелкоючеистой структурой (Шулл и др., 1982; Шулл, 1983). Микротурбулентное движение мелкомасштабных структурных ячеек определяет иаблюдаемую ширину линии. Размер этих мелких коиденсаций ниже порога разрешения телескопа, но верхняя граница грубо может быть получена из следующих соображений. Ударная волиа в плотных волокиах этих остатков распространяется с характериой скоростью около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и, отклоняясь иа мелкомасштабных неоднородностях, дает наблюдаемые микротурбулентные скорости около $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Это значит, что размер неоднородностей в несколько раз меньше иаблюдаемого размера ярких волокои, т.е. $(2-3) \cdot 10^{-3} \text{ пк}$, судя по оптическим изображениям обсуждаемых туманиостей. Это уже сравнимо с толщиной слоя высвечивания газа за фронтом ударной волиы в волокиах и согласуется как с механизмом образования ячеек в результате тепловой неустойчивости на стадии быстрого радиационного охлаждения, так и с обжатием ударной волиой мелкоючеистых образований, существовавших в плотных межзвездных облаках еще до вспышки (Шулл, 1983).

В качестве возможной причины образования тонких волокои в старых остатках Пикельер (1954) рассматривал пересечение ударных воли, выз-

ванное фокусировкой на неоднородностях межзвездной среды. По мнению Бычкова (1979) к формированию тонких волокон в молодых остатках может привести пересечение ударной волны, вызванной вспышкой, с ударными волнами, образованными в результате выброса плотных сгустков вещества на стадии предсверхновой. В старых остатках формирование цилиндрических и плоских газовых образований может быть связано с фокусировкой, отражением и пересечением магнитогидродинамических волн при взаимодействии разлетающейся оболочки сверхновой с облачной межзвездной средой (Софье, 1978).

К образованию тонковолокнистой структуры приводит также тепловая неустойчивость в стадии образования плотной холодной оболочки. Тепловая неустойчивость в области падения температуры газа за фронтом ударной волны от $10^7 - 10^6$ К до $2 \cdot 10^4$ К образует в однородной среде плотные тонкие слои. Смит и Диккел (1983) показали, что эта конфигурация неустойчива и распадается на параллельные тонкие жгуты. Такие образования действительно наблюдаются в старых остатках сверхновых, например, в Петле Лебеда, Парусах XYZ, Симеиз 147.

Дальнейшие более конкретные выводы о природе волокон старых остатков должны базироваться на наблюдательном материале, полученном с достаточно большим угловым разрешением, позволяющим изолировать друг от друга излучающие слои газа с характерным размером $10^{-2} - 10^{-3}$ пк. В этом отношении очень перспективны наблюдения ближайших остатков сверхновых Петля Лебеда, Симеиз 147, Паруса XYZ с помощью 4- и 6-метрового телескопов.

§ 7. ТЕПЛОВОЕ РЕНТЕГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ; РАЗЛЕТ ОБОЛОЧКИ В НЕОДНОРОДНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В рентгеновском диапазоне наблюдается по крайней мере шесть составляющих сложного комплекса явлений, сопутствующих вспышке сверхновой, и значение каждой из них трудно переоценить. Мы упоминали в § 5 об излучении звездного остатка в диапазоне рентгеновских энергий:

1. При благоприятной ориентации наблюдается пульсирующее нетепловое рентгеновское излучение магнитосферы пульсара; рентгеновские пульсары найдены в Крабовидной туманности, Парусах X (рентгеновское излучение не пульсирует), MSH 15 - 52 и 054a-69.3.

2. Звездный остаток - нейтронная звезда или черная дыра в тесной двойной системе излучает в рентгене из-за аккреции вещества "нормальной" компоненты; наблюдается в W50 - SS 433 (вероятно, черная дыра) и в CTV 109 - IE 2259 + 586 (вероятно, нейтронная звезда).

3. Горячая поверхность нейтронной звезды наблюдается как компактный тепловой рентгеновский источник при любой ориентации, см. табл. 9.

4. С пульсаром, инжектирующим релятивистские частицы, связаны протяженные рентгеновские источники синхротронной природы, такие как в 0,54a - 69.3, Крабовидной туманности и 3C 58 (§ 3). Синхротронный механизм излучения подтверждается спектром и линейной поляризацией. Протяженные нетепловые источники наблюдаются также вокруг компакт-

ных рентгеновских источников в более старых объектах MSH 15 — 52, Паруса X, CTB 80. В остатках G 21,5 — 0,9, G 291,0 — 0,1, G 74,9 + 1,2 и G 29,7 — 0,3 найдены протяженные рентгеновские источники, яркость которых растет к центру, но компактные источники не видны, вероятно из-за недостаточного разрешения рентгеновского телескопа (Бэккер, 1983; Вилсон, 1986).

Синхротронное рентгеновское излучение релятивистских частиц, нижекатируемых пульсаром, целесообразно рассматривать в совокупности с анализом радионизлучения плеронов, обусловленного тем же механизмом (см. § 9). Здесь мы остановимся на рентгеновском излучении тепловой природы, наиболее информативном для исследования взаимодействия оболочки сверхновой с межзвездной средой. Наблюдаются две компоненты теплового излучения:

5. Излучение межзвездного газа (или ветра предсверхновой), сгребенного и нагретого ударной волной, вызванной разлетом оболочки сверхновой.

6. Излучение выброшенного при вспышке вещества звезды, нагретого возвратной ударной волной.

Первые свидетельства существования высокотемпературной плазмы в остатках сверхновых были получены методами оптической астрономии. В начале шестидесятых годов Шкловский (1962) предсказал, а Щеглов (1966) обнаружил излучение Петли Лебеда в корональной линии [FeX] 6374 Å. Позднее в том же объекте наблюдалась линия [FeXIV] 5303 Å (Вудгейт и др., 1974, 1977; Лакк и др., 1980). Корональные линии высокоионизованного железа найдены также в галактических остатках сверхновых Корма А (Лакк и др., 1979; Кларк и др., 1979), MSH 14 — 63 (Лакк и др., 1979), IC 443 (Вудгейт и др., 1979), в остатках N 49 и N 69 в БМО (Мардин и др., 1978; Допита и Мэтьюсон, 1979). Сообщалось об эмиссии [FeXIV] в Парусах XYZ, но последующие наблюдения с более высокой чувствительностью и разрешением дали отрицательный результат (Мардин и др., 1978). Наблюдения корональных линий показали, что температура в этих достаточно старых объектах достигает по крайней мере $T_e = 2 \cdot 10^6$ К (область интенсивного свечения [FeXIV]). Первоначально выводы о тепловой природе рентгеновского излучения остатков сверхновых базировались именно на этих наблюдениях, а отнюдь не на рентгеновских спектрах, которые еще 10–15 лет назад не позволяли достоверно различить степенной и экспоненциальный характер изменения потока. (Впрочем, уже в 1973 г. эмиссионные детали в рентгеновском спектре Кассиопеи А были отождествлены с линиями высокоионизованного железа, что свидетельствовало о его тепловой природе.)

Современные спектры остатков вспышек исторических SN I (§ 2), Кассиопеи А (§ 4) и большинства старых объектов выявляют многочисленные линии высокоионизованных тяжелых элементов (рис. 38, 39). Исключение составляют Крабовидная туманность и 3C 58, рентгеновское излучение которых практически полностью обусловлено синхротронным механизмом (см. § 3).

Грубый анализ результатов наблюдений может быть сделан в рамках модели адиабатического расширения или свободного разлета остатка в предположении, что рентгеновская эмиссия генерируется в оболочке посто-

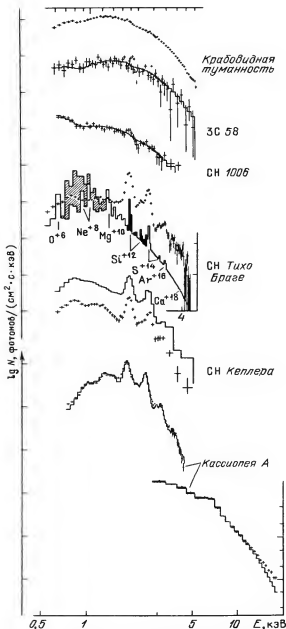


Рис. 38. Спектры рентгеновского излучения молодых остатков SN Тихо Браге, Кеплера и SN 1006 г. (см. § 2), Крабовидной туманности и 3C 58 (см. § 3) и Кассиопеи А (см. § 4). Спектр SN Тихо Браге сравнивается с излучением равновесной плазмы нормального химического состава при температуре $kT_e = 0,5$ кэВ. Показаны основные линии тяжелых элементов; над спектром SN Кеплера показан расчетный спектр для равновесной двухтемпературной плазмы (использованы расчеты Холта и др., 1983)

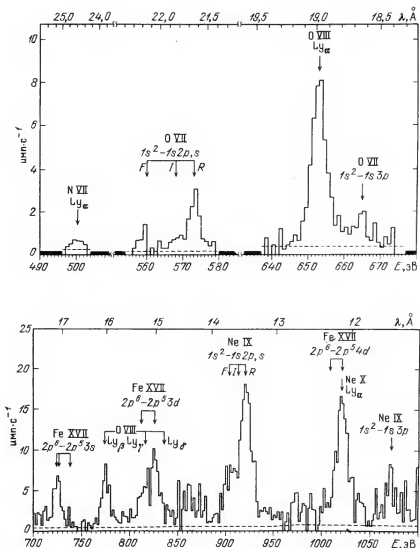


Рис. 39. Рентгеновский спектр остатка Корма А, полученный Уинклером и др. (1981); показаны наиболее яркие линии

янной плотности и температуры, толщиной около 12% радиуса. (Толщина найдена из условия сохранения массы межзвездного газа в объеме остатка, сгребенного сильной ударной волной без высвечивания.) Эта упрощенная схема дает температуру горячей плазмы по спектру и плотность по светимости из следующих соотношений, справедливых для теплового рентгеновского излучения газа за фронтом бесстолкновительной адиабатической ударной волны:

$$\epsilon(T, E) = 1,65 \cdot 10^{-23} T^{-1/2} e^{-E/kT} Z^2 g(E, T) n_e n_Z [\text{зрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{зВ}^{-1}];$$

$$T_s = 3\mu m_H v_s^2 / 16k; \quad n_s/n_0 \leq (\gamma + 1)/(\gamma - 1) \approx 4; \quad (7.1)$$

$$L(T, E) = 4\pi R_s^2 \Delta R_s n_s^2 p(T, E) e^{-\sigma(E)N(H)}.$$

Здесь: ϵ , p и L — объемный коэффициент рентгеновского излучения, эффективность и светимость в интервале энергий $E - (E + \Delta E)$, n_Z — плотность (концентрация) иона с зарядом Z , $g(E, T)$ — фактор Гаунта, член $e^{-\sigma(E)N_H}$ учитывает поглощение, N_H — число атомов водорода на луче зрения, γ — показатель адиабаты, T_s — температура и n_s — плотность плазмы за фронтом ударной волны, v_s — скорость фронта, n_0 — плотность невозмущенного газа, μ — средняя атомная масса, R_s — радиус, ΔR_s — толщина оболочки.

Предположение о постоянной температуре и плотности газа за фронтом слишком грубо даже для относительно старых оболочек. В адиабатической стадии (см. § 8) температура растет с расстоянием от фронта как $T \propto R_s^{4,3}$ и плотность меняется как $n \propto R_s^{-9}$. Учитывая вклад излучения разных слоев, нетрудно найти, интегрируя соотношения (7.1), среднюю эффективную температуру $T_x \approx (1,3 - 1,4) T_s$ и светимость

$$L_x \approx 16n_0^2 R_s^3 \epsilon(T_s, \Delta E) \eta(T_s), \quad (7.2)$$

где $\eta(T_s)$ — безразмерная функция, принимающая значения от 0,43 до 0,67 для $T_s = 8 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^7$ К и $\Delta E = 0,15 - 2$ кэВ (Раппопорт и др., 1974).

Для молодых остатков сверхновых наиболее существенны следующие отличия от этой весьма идеализированной схемы.

Во-первых, время выравнивания ионной и электронной температуры газа за фронтом ударной волны:

$$t_{(i, e)} \approx 500 A_i T_e^{3/2} / n_e Z_i^2 \ln \Lambda \approx 3 \cdot 10^3 \text{ [лет]},$$

где A_i — масса иона в атомных единицах; $\ln \Lambda \approx 30$ при $T_e = 10^7 - 10^8$ К, $n_e \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$ (см. Спитцер, 1981), может оказаться больше возраста остатка, что приводит к резкой неизотермичности излучающей в рентгене плазмы. Действительно, мы убедились на примере Кассиопеи А, что ионная температура $T_i = 5 \cdot 10^8$ К, соответствующая скорости расширения остатка $\sim 6000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (последняя измерена непосредственно по доплеровскому смещению высокоионизованных линий (см. § 4), следовательно, отражает движение горячей плазмы), существенно выше электронной температуры $T_e = (5 - 7) \cdot 10^7$ К, определяемой по рентгеновскому спектру.

Во-вторых, физические условия в молодых остатках определяются действием возвратной ударной волны, распространяющейся по выброшенному веществу, о чем неоднократно говорилось в гл. I. Влияние возвратной волны существенно в течение первых десятков-сотен лет после вспышки, до тех пор пока масса сгребенного межзвездного газа не превысит существенно массу выброса. Под действием возвратной волны в первоначально однородном выбросе формируется тонкая плотная оболочка. Ее динамика и условия нагрева и последующего радиативного охлаждения детально анализируются в работах Гамильтона, Саразина (1984 а, б). Выброс, нагретый возвратной волной, и околос звездный газ, нагретый основной ударной

волной, интенсивно излучают в рентгеновском диапазоне, и, как мы видели в гл. I, наблюдения хорошо укладываются в рамки этих представлений. Рентгеновский спектр всех оболочечных остатков исторических сверхновых представляется излучением оптически тонкой двухтемпературной плазмы. Низкотемпературная плазма ($kT \approx 0,5$ кэВ), обогащенная тяжелыми элементами, особенно Si и S, необходимая для объяснения ярких эмиссионных линий в спектре, может быть связана с излучением выброса, нагретого возвратной ударной волной, высокотемпературная ($kT \approx 4-5$ кэВ), необходимая для объяснения непрерывного спектра, — с излучением сгребенного газа.

Гипотеза прямой и возвратной ударной волны, нагревающих околозвездный газ и выброс соответственно, подтверждается не только спектром, но и структурой рентгеновских изображений. Мы видели в § 2 и 4, что в Кассиопее А и SN Тихо Браге излучение выброса и сгребенного околозвездного газа разделены пространственно. Оценки массы обеих компонент горячей плазмы: $M_{\text{сгребенная}} \approx M_{\text{выброса}}$ согласуются с предположением о самом начале торможения в процессе взаимодействия с околозвездным газом. Мелкомасштабные уярчения на рентгеновских изображениях оболочек, так же как клочковатая структура оптических туманностей, свидетельствуют, что и эта схема слишком упрощена, поскольку не учитывает неоднородность выброса и неоднородность сгребаемого газа.

(Если сильная ударная волна распространяется в частично, а не полностью ионизованной среде, что, вероятно, реализуется в остатках, подобных SN Тихо Браге (см. § 2), двухкомпонентная структура рентгеновского спектра, вообще говоря, может иметь и иное объяснение. Ударная ионизация нейтральных атомов дает вторичные электроны с меньшей энергией, чем у ускоренных на фронте частиц. Проведенные Ито (1984) расчеты температурной релаксации между ионами, ускоренными на фронте электронами и вторичными холодными электронами, показали, что при $T_e \approx 3 \cdot 10^6$ К на фронте, что соответствует наблюдаемому в SN Тихо Браге излучению в диапазоне до 25 кэВ, температура вторичных электронов оказывается на порядок ниже. Впрочем, объемная мера эмиссии этой низкотемпературной компоненты оказывается в 4–5 раз ниже наблюдаемой и основной вклад дает излучение нагретого возвратной волной выброса.)

В-третьих, горячая плазма молодых остатков может еще не достичь состояния ионизационного равновесия. Расчеты рентгеновской светимости плазмы в ионизационном равновесии сделаны для широкого интервала температуры и плотности, охватывающего реально встречающиеся в остатках сверхновых значения (см. Шапиро, Мур, 1976; Раймонд, Смит, 1977; Шулл, 1981 Каплан, Пикельнер, 1979 и ссылки там). Их применение к спектрам молодых остатков, как мы убедились в гл. I, приводит к сильному (зачастую в десятки раз) отклонению содержания тяжелых элементов от плазмы солнечного состава.

Аномалия химического состава молодых остатков значительно уменьшается, если отказаться от условия ионизационного равновесия. Основания для такого отказа есть. Действительно, время установления ударного ионизационного равновесия водородо- и гелиевоподобных ионов в разреженной плазме с температурой $T_e \approx 10^7$ К составляет несколько сотен — несколько тысяч лет (см., например, расчеты Ито (1979)), что сравнимо с возрастом остатков исторических сверхновых или больше его.

Следует также отметить, что размеры молодых остатков сверхновых сравнимы с кулоновской длиной свободного пробега в полностью ионизованной плазме, т.е. могут быть существенны эффекты бесстолкновительной плазмы. К сожалению, этот вопрос в применении к остаткам сверхновых еще не разработан во всей полноте.

В более старых остатках возможно неравновесное состояние плазмы в волокнах, по которым ударная волна прошла сравнительно недавно; примером может служить яркая конденсация в восточной части Кормы А. Это плотный сгусток газа $n_0 = 10\text{--}20\text{ см}^{-3}$, нагретый до $T_e \geq 6 \cdot 10^6\text{ К}$, время столкновения с ударной волной характеризуется параметром $n_e t \approx 10^3\text{ см}^{-3} \cdot \text{лет}$ (Уинклер и др., 1983). Рентгеновский спектр Кормы А — самый яркий и богатый эмиссионными деталями (см. рис. 39). Большое число изолированных линий дает возможность столь же детальной диагностики физических условий в горячей плазме, что и оптические спектры областей НII (см. Уинклер и др., 1983; Канзарес и др., 1983 в ссылках в этих работах). Отношение интенсивностей линий одного иона дает температуру и плотность поглощающих атомов; в упомянутой яркой конденсации Кормы А, в частности, отношение гелиевоподобных линий OVII $I_{666\text{ эВ}}/I_{574\text{ эВ}} = 0,45$, водородоподобных линий OVIII $I_{817\text{ эВ}}/I_{654\text{ эВ}} = 0,24$, а также линий FeVII соответствуют $T_e = (3\text{--}8) \cdot 10^6\text{ К}$ при $N_H = (2\text{--}6) \cdot 10^{21}\text{ см}^{-2}$. Линии разных ионов одного элемента дают представление о состоянии ионизации; в той же конденсации $N_{O^{+6}}/N_{O^{+7}} = 0,5 \pm 0,2$, $N_{Ne^{+8}}/N_{Ne^{+9}} = 2,0 \pm 1,5$. Различие ионизационной температуры, полученной по линиям кислорода и неона в этой конденсации, свидетельствует об отсутствии ионизационного равновесия. О том же говорит сильное (в два-три раза) отличие наблюдаемого отношения интенсивностей триплета гелиевоподобных ионов NeIX и OVII $[(1s^2 - 1s2s^3S) + (1s^2 - 1s2p^3P)]: (1s^2 - 2s2p^1S)$ от равновесного, соответствующего найденной ионизационной температуре.

(В еще более старых остатках неравновесное состояние ионизации может быть связано с тем, что время остывания при $T_e \approx 10^6\text{ К}$: $t_c \approx nkT/L$, где L — функция охлаждения, оказывается меньше времени рекомбинации разреженного газа: $t_r \approx (\alpha_r n_e)^{-1}$. Расчеты Сучкова и Щекнинова (1984) свидетельствуют, что относительное содержание ионов CIV, NV и OVI в остывающем газе в области $T_e = 10^4\text{--}10^5\text{ К}$ практически не зависит от температуры и резко отличается от равновесного, но эта температура не важна для анализа рентгеновского излучения.)

Учет возможного отклонения от ионизационного равновесия существенно меняет оценки массы и относительного содержания тяжелых элементов. Плазма, еще не достигшая ионизационного равновесия, излучает в линиях гелиевоподобных ионов в десятки раз сильнее, чем в равновесном состоянии (см. расчеты Гроненшилда, Меве, 1982; Шулла, 1982; Гамильтона, Саразина, 1984b в ссылках в этих работах). Поэтому интерпретация спектров молодых остатков с учетом неравновесной ионизации не требует введения двухтемпературной плазмы и столь сильных аномалий химического состава для согласования светимости в линиях и в непрерывном спектре. Для иллюстрации сказанного в табл. 11 приведено относительное содержа-

Таблица 11

Содержание тяжелых элементов в остатке SN Тихо Браге относительно плазмы солнечного состава

Элемент	Ne	Mg	Si	S	Ar	Ca	Fe
Ионизационное равновесие	0,1	0,1	6,0	13,5	34,6	76,0	0,15
Отсутствие ионизационного равновесия	0,4	2,0	7,6	6,5	3,2	2,6	2,1

ние тяжелых элементов для равновесной и неравновесной плазмы (по сравнению с солнечным) в остатке SN Тихо Браге; содержание H, He, C, N, O принято нормальным, поскольку линии этих элементов не наблюдаются в исследуемом диапазоне энергии. Равновесное содержание дано согласно измерениям Бэскера и др. (1980б) в рамках двухтемпературной плазмы (см. § 2), неравновесное — в соответствии с расчетами Шулла (1982) для адиабатического остатка единой температуры $kT = 7,2$ кэВ, при начальной энергии $E_0 = 10^{51}$ эрг и невозмущенной плотности $n = 1$ см⁻³. Объемный коэффициент излучения равновесной и неравновесной плазмы такого состава в адиабатическом остатке с указанными параметрами через 700 лет после вспышки показан на рис. 40.

Мы не будем касаться результатов наблюдений других исторических остатков в рентгеновской области спектра, они изложены в гл. I. Интерпретация этих данных еще достаточно неопределенна, в частности, расчет неравновесного излучения плазмы. Рентгеновская светимость газа, не достигшего ионизационного равновесия, зависит не только от "мгновенного" состояния — температуры, плотности, стадии ионизации, но и от закона их изменения со временем. Поэтому существенно, что в цитируемых расчетах принята адиабатическая модель, которая, возможно, еще неприменима к историческим сверхновым; не учтено влияние возвратной ударной волны; предполагается нормальное содержание легких элементов, в то время как в Кассиопее А и подобных ей остатках выброс может состоять в основном из кислорода и продуктов его горения. Учитывая это, следует иметь в виду, что приведенные в гл. I оценки массы и химического состава выброшенной при вспышке оболочки могут включать ошибку в два-три раза.

Указанная неопределенность в интерпретации рентгеновских наблюдений относится к ранней стадии расширения остатка, когда еще существенны параметры взрыва. В старых остатках, уже "забывших" индивидуальные свойства вспышки и полностью состоящих из сгребенного межзвездного газа, анализ наблюдательных фактов упрощается. Тепловая рентгеновская эмиссия старых остатков определяется взаимодействием ударной волны, вызванной разлетом оболочки, с межзвездным газом, и только успехи рентгеновской астрономии позволили правильно осознать этот процесс. До середины 70-х годов анализ эволюции остатков сверхновых базировался на исследованиях кинематики оптических туманностей, и скорость

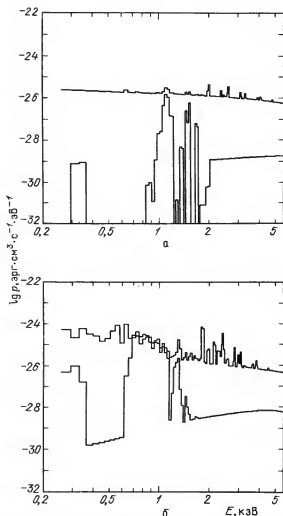


Рис. 40. Эффективность $p(T, E)$ излучения плазмы в остатке сверхновой в адиабатической стадии для значений $kT_e = 7,2$ кэВ, $E_{s1} = 1$, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, $t = 680$ лет при относительном содержании тяжелых элементов, приведенном в табл. 11: a — полный коэффициент излучения и излучение в линиях Fe для неонизационно-равновесной плазмы, b — для неравновесной плазмы (расчеты Шулла, 1982)

расширения системы оптических волокон естественно было связать с движением газа за фронтом ударной волны. В качестве курьезного совпадения заметим, что возраст остатка IC 443, определяемый тогда скоростью разлета оптических волокон $v = 65 - 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и линейным размером, оказался в точности равным возрасту расположенного поблизости пульсара PSR 0611 + 22! Это было воспринято как полное подтверждение адиабатической модели расширения старых остатков, а генетическая связь пульсара с IC 443 не подвергалась сомнению.

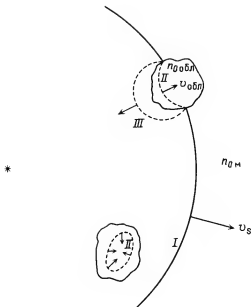


Рис. 41. Схема распространения ударных волн, вызванных разлетом оболочки сверхновой в среде с облаками: v_s — скорость волны I в межоблачной среде с плотностью $n_{ом}$; $v_{обл}$ — скорость волны II в облаке с плотностью $n_{обл} > n_{ом}$; III — отраженная волна

Однако по мере накопления данных рентгеновских измерений представления коренным образом изменились. Первые же наблюдения старых остатков, в том числе Петли Лебеда и IC 443 (см. § 6), показали, что скорость ударной волны, необходимая для нагрева плазмы до температуры, соответствующей рентгеновскому спектру, в 4–5 раз выше скорости разлета самых

ярких оптических волокон. И это разногласие послужило главным стимулом развития теории распространения ударной волны, вызванной вспышкой сверхновой, в межзвездной среде с сильными флуктуациями плотности.

О необходимости учета неоднородности межзвездного газа при анализе условий в старых остатках свидетельствует ряд наблюдательных фактов, представленных в § 6. Клочковатая или волокнистая структура оптических туманностей и большие различия (в 2–3 раза) скорости разлета отдельных волокон в пределах остатка могут объясняться лишь разной эффективностью торможения и условиями высвечивания ударной волны. Мы видели на примере Петли Лебеда, IC 443 и других туманностей этого класса, что оптические волокна ($T_e \approx 10^4$ K, $n_e \approx 10^2 - 5 \cdot 10^2$ см $^{-3}$) пространственно совпадают с областью излучения корональных линий и мягкого рентгеновского спектра ($T_e = (2 - 10) \cdot 10^6$ K, $n_e = 0,1 - 1$ см $^{-3}$). И в тех же объектах обнаружены плотные холодные конденсации, излучающие в линиях HI, CO, H $_2$ и в других молекулярных линиях ($T = 5 - 50$ K, $n_H \approx 10^2 - 10^3$ см $^{-3}$). Сосуществование в одном остатке газовых компонент со столь различающимися физическими параметрами может быть понято только в рамках предположения о неоднородности невозмущенной межзвездной среды с резкими контрастами плотности.

Распространение ударной волны, вызванной вспышкой, в среде с мелкомасштабной облачной структурой рассматривалось Бычковым и Пикельнером (1975), Мак Ки и Ковье (1975), Сгро (1975). Согласно развитой в этих работах модели, рентгеновское излучение старого остатка обусловлено горячим газом за фронтом быстрой ударной волны в межоблачной среде, а оптическое — интенсивным высвечиванием ударной волны в

плотных облаках. Схема оболочки сверхновой, сталкивающейся с плотными облаками, небольшими по сравнению с размером остатка, показана на рис. 41. При столкновении сильной ударной волны I , распространяющейся со скоростью v_s в разреженной межоблачной среде, с плотным ($n_{0\text{ обл}} \gg n_{0\text{ м}}$) облаком резкое увеличение давления на границе облака вызывает две вторичные ударные волны. Волна II движется со скоростью $v_{0\text{ обл}}$ по плотному газу облака, отраженная волна III движется в обратном направлении по возмущенному межоблачному газу. Давление в слое газа между ними выше давления за фронтом I , поэтому отраженная волна быстро уходит от границы облака. Облако неизотропно сжимается (его внутренняя граница испытывает тепловое и динамическое давление, внешняя — только тепловое), ускоряется (скорость облака остается ниже скорости межоблачного газа за фронтом I) и погружается в горячий газ. Из условия равенства давлений горячего межоблачного газа и газа за фронтом ударной волны II в облаке следует простое соотношение

$$v_{0\text{ обл}}^2 n_{0\text{ обл}} = \beta v_s^2 n_{0\text{ м}}, \quad (7.3)$$

где β — безразмерный параметр порядка единицы. Для сильной ударной волны, набегающей на плоскую "стенку", $\beta = 1; 2,5; 4,4; 6$ при контрасте плотности $n_{0\text{ обл}}/n_{0\text{ м}} = 1, 10, 100, \infty$ соответственно (Зельдович и Райзер, 1966). В случае сферического облака отраженная волна III образуется только в области лобового столкновения и рассеивается быстрее. Согласно Мак Ки, Ковье (1975) предельное значение для сферического облака составляет $\beta = 3,15$. По мере рассеяния отраженной ударной волны давления в облаке и в межоблачной среде выравниваются.

В облаках с плотностью выше некоторого критического значения $n_{\text{кр}}$ газ за фронтом II быстро остывает из-за радиационных потерь до температуры $T_e \approx 10^4 \text{ К}$ и давление холодного газа в облаке $P_{0\text{ обл}}$ не успевает выравниваться с межоблачным $P_{\text{м}}$ (Сгро, 1975). В этих облаках возникает тонкий промежуточный слой низкого давления P_* и более высокой светимости, чем в облаке. В этих плотных интенсивно высвечивающихся облаках $P_{0\text{ обл}}/P_* \approx 3$, $P_{\text{м}}/P_* \approx 10$, т.е. характерное соотношение давлений $P_{\text{м}} \approx (2-3)P_{0\text{ обл}}$. Таким образом, не разделяя облака на "холодные", в которых слой с $T_e \approx 10^4 \text{ К}$ образуется в процессе прохождения волны II , и "горячие", интенсивное радиационное охлаждение которых происходит уже после схлопывания ударной волны II , можно ожидать выполнения условия равенства давлений (7.3) лишь приблизительно, с точностью до множителя 2 — 3. Характерное значение критической плотности найдем из условия равенства времени радиационного охлаждения облака $t_{0\text{ хл}}$ и времени t его прохождения ударной волной

$$\frac{t_{0\text{ хл}}}{t} = \frac{5 \cdot 10^{-6} (n_{0\text{ обл}}/n_{\text{м}})^{-3} \beta^2 v_s^4 n_{\text{м}}^{-1}}{10^6 a/v_{0\text{ обл}}} = 1, \quad (7.4)$$

где a — размер облака. Определяемое отсюда значение критической плотности равно (Сгро, 1975)

$$n_{\text{кр}} \approx 6 \cdot 10^{-4} \beta^{5/7} v_s^{10/7} n_{\text{м}}^{5/7} a^{-2/7}. \quad (7.5)$$

При оценке принималось, что радиационные потери определяются зависимостью, показанной на рис. 43 (см. с. 135) и остаток находится в стадии

адиабатического расширения. Поскольку $t_{охл}/t \propto n_{обл}^{-3,5} v_s^5$, переход от случая $t_{охл}/t \gg 1$ к случаю $t_{охл}/t \approx 1$ происходит резко и в остатке должно быть два населения облаков: "холодные", быстро остывающие в процессе прохождения волны II и излучающие в оптических линиях низкого возбуждения, и "горячие", излучающие в корональных линиях и мягком рентгене. (Разумеется, в "холодных" облаках есть слой с температурой $T_e \approx 10^6$ К, но в "горячих" нет области с $T_e \approx 10^4$ К.) "Горячие" облака холоднее и плотнее окружающего межоблачного газа и должны наблюдаться как области повышенной рентгеновской яркости. По мере остывания, которое происходит за характерное время $t_{охл} \approx 7 \cdot 10^4 T_6^2 / n_{обл}$ лет (здесь $T_6 = T_e \times 10^{-6}$ К), "горячее" облако становится похожим на "холодное".

Ускорение газа в облаках до скорости $v_{обл}$ происходит в первой, "ударной" стадии. Для динамики облаков, взаимодействующих с остатком сверхновой, может быть существенна также "послеударная" стадия плавного ускорения потоком горячего газа за фронтом волны I (Мак Ки и др., 1978). Это плавное "послеударное" ускорение сопровождается интенсивным испарением облаков, погруженных в горячий газ, что, как мы увидим в § 8, оказывает влияние на эволюцию остатка в целом. Маломассивные облака по которым волна I прошла на ранних стадиях, когда радиус остатка был равен 30–70% современного, могут быть ускорены потоком горячего газа до скорости, близкой к современному значению v_s .

Ускорение облаков сопровождается возникновением динамических неустойчивостей на границе, преимущественно Рэлея – Тэйлора. Возмущения растут со временем, граница облака становится сильно изрезанной, происходит его расслоение и фрагментация (Вудворд, 1976).

Такова в самых общих чертах схема взаимодействия ударной волны, вызванной разлетом оболочки, с облачной межзвездной средой. Тонкие гидродинамические эффекты этого взаимодействия не могут быть ни описаны аналитически, ни получены путем математического моделирования, так как требуют учета большого числа неизвестных параметров. Современные наблюдения также не дают тонких деталей этого взаимодействия, но позволяют анализировать общую картину ускорения газа в оболочках сверхновых.

Обратимся к результатам наблюдений старых остатков в мягком рентгеновском диапазоне и корональных линиях, чтобы, сравнив их с данными наблюдений в оптическом диапазоне и в радиолниях, убедиться в применимости этой модели к реальным объектам. Тепловое рентгеновское излучение остатка обусловлено газом за фронтом ударной волны I в межоблачной среде, поэтому внешняя граница рентгеновской оболочки определяет положение фронта. Наблюдения Петли Лебедя еще пятнадцатилетней давности, когда рентгеновские изображения строились путем реконструкции однородных разрезов с низким угловым разрешением, показали, что область горячей плазмы выходит за пределы яркой оптической туманности на $5-10'$. Современные рентгеновские изображения, построенные с угловым разрешением $4''$, подтвердили этот факт. Самая внешняя граница рентгеновской оболочки – слабый, но вполне отчетливый сферический фронт – совпадает со слабыми тонкими оптическими волокнами, излучающими

преимущественно бальмеровские линии водорода (см. рис. 26). В остальном структура рентгеновского и оптического изображений согласуется лишь в общих чертах, без полного совпадения деталей, что понятно, ибо излучение обусловлено газом разной температуры и плотности. Спектр рентгеновской эмиссии соответствует температуре за фронтом $T_2 \approx 2 \cdot 10^6$ К. Спектр более жесткий в центральной области и в слабых диффузных облаках, но вариации температуры не выходят за пределы $(2-4,3) \cdot 10^6$ К; плотность невозмущенного межоблачного газа соответствует $\rho_{0,м} = 0,16 \text{ см}^{-3}$, скорость фронта ударной волны $v_s = 400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, полная масса газа — около $10^2 M_\odot$ (Ку и др., 1984; Чарлес и др., 1985). Излучение в корональных линиях железа также наблюдается за пределами яркой оптической туманности (Теске, Кишнер, 1985). Отношение интенсивности линий [FeXIV] к интенсивности непрерывного излучения в области 0,4 — 4 кэВ монотонно растет вдоль радиуса внутри оболочки в полном согласии с ходом изменения температуры газа за фронтом адиабатической ударной волны (Туохн и др., 1979в). Наблюдаемое вблизи оптических волокон локальное усиление яркости непрерывного рентгеновского излучения и излучения в корональных линиях может быть обусловлено испарением облаков (Чарлес и др., 1985). Мелкоячеистая структура горячих облаков хорошо заметна по излучению в линии [FeX]: наблюдаются облачка размером 30–60" и в них более плотные конденсации размером около 10" (Теске, Кишнер, 1985).

Распределение яркости IC 443 в рентгене (Петре и др., 1983; Ватсон и др., 1983а) и в корональных линиях (Вудгейт и др., 1979) согласуется с развитой в § 6 моделью вспышки сверхновой на границе молекулярного облака. Рентгеновская эмиссия, хотя и ослабленная по сравнению с центральной более горячей областью, выходит за пределы ярких оптических волокон. Рентгеновский спектр соответствует $T_x = 2 \cdot 10^7$ К, $n_e = 0,15 \text{ см}^{-3}$, свечение линии [FeX] дает $T_e = 1,2 \cdot 10^6$ К и $n_e = 1,5 \text{ см}^{-3}$, если принять $N_H = 3,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^2$ в согласии с рентгеновскими данными.

Рентгеновская "фотография" Корны А в диапазоне 0,1 — 4 кэВ, показанная на рис. 42, также свидетельствует о крупномасштабном градиенте плотности межзвездного газа с характерным изменением плотности примерно в 4 раза на расстоянии ~ 30 пк (Петре и др., 1983). На фоне плавного крупномасштабного изменения рентгеновской яркости наблюдаются отдельные мелкомасштабные конденсации — "горячие облака" в принятой здесь терминологии. В их числе — самая яркая восточная конденсация, о спектре которой мы говорили выше. В этой конденсации обнаружена стратификация излучения горячего и холодного газа, подтверждающая ее отождествление с плотным облаком, недавно столкнувшимся с ударной волной и "провалившимся" в горячий газ за фронтом. Области свечения линий [FeXIV] ($T_e \approx 2 \cdot 10^6$ К), [OIII] ($T_e \approx 5 \cdot 10^4$ К) и [NI] ($T_e < 10^4$ К) смещены последовательно от границы конденсации к центру (Кларк и др., 1979). Такая структура — горячая корона, окружающая холодное плотное ядро, должна наблюдаться при испарении плотного сгустка, погруженного в горячий газ.

Наблюдения старых остатков сверхновых в рентгеновском диапазоне дают скорость распространения ударной волны в межоблачной среде v_s и

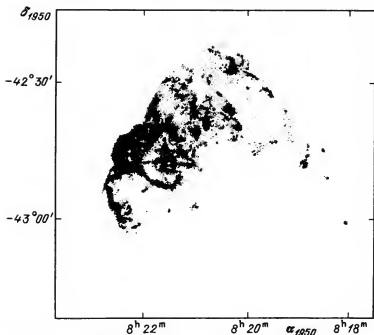


Рис. 42. Рентгеновское изображение Кормы А в диапазоне 0,1–4 кэВ (Петре и др., 1982)

плотность межоблачного газа $n_{0\text{м}}$; эти данные суммированы в табл. 10 вместе с результатами оптических наблюдений облачной компоненты остатков. Как видим, плотность невозмущенного газа в облаках, определяемая спектром свечения и скоростью оптических волокон, заключена в пределах $n_{0\text{обл}} \approx 1\text{--}10\text{ см}^{-3}$ для большинства ярких туманностей. Менее плотные области с $n_{0\text{обл}} \leq 1\text{ см}^{-3}$, судя по соотношению (7.4), не успевают остыть до $T_e \approx 10^4\text{ К}$ за время жизни остатка $t \approx 10^4$ лет и не должны излучать ярких оптических линий низкого возбуждения. Определяемое из соотношения (7.5) значение критической плотности для остатков Петля Лебеда, IC 443, Корма А соответствует $n_{\text{кр}} \approx 50\text{ см}^{-3}$. Поэтому в частности наиболее плотные "горячие облака" в остатке Корма А излучают одновременно в рентгене, корональных линиях и в оптическом диапазоне.

Самые плотные сгустки межзвездного газа с $n_{0\text{обл}} \geq 100\text{ см}^{-3}$ сжимаются и ускоряются ударной волной, но скорость $v_{\text{обл}}$ оказывается недостаточной для ионизации водорода. Эти облака наблюдаются в ряде остатков, в частности в IC 443, как плотные конденсации нейтрального водорода; размер их составляет около 0,2–1 пк, средняя плотность — $n_{\text{H}} \approx 200\text{ см}^{-3}$, ширина линий 21 см соответствует $\Delta v \approx 50\text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. § 6). Излучающие в линии 21 см конденсации совпадают с локальными уярчениями синхротронной радиоэмиссии. Мы увидим, в § 9, что усиление синхротронного излучения старых остатков является следствием усиления магнитного поля, замороженного в сжатый газ за фронтом ударной волны; на

стадии, в которой находится IC 443, скорее всего — газ за фронтом волны II. Этим объясняется идентичность оптического и радиоизображений остатков. Однако не все уярчения синхротронного радиоизлучения совпадают с оптическими волокнами, и обнаруженные де Нойер (1978) плотные облачка нейтрального водорода отождествлены именно с теми из них, в которых не видна яркая эмиссия H_{α} . Подобная картина и ожидается в рамках рассматриваемой схемы.

Теория не позволяет сказать априори, получит ли облако в целом направленное движение при столкновении с ударной волной или увеличатся лишь хаотические скорости газа. Это зависит от скорости, формы облака, контраста плотности, от затухания и фокусировки волны в облаке и т.д. Количественно эффект асимметрии распределения скоростей в облаке учесть трудно и наблюдения дают единственную возможность рассмотреть столкновение оболочек с реальными облаками.

Исследования кинематики оптических остатков сверхновых показывают, что средняя скорость разлета ярких волокон из центра близка к средней скорости движения газа внутри волокон, определяемой по ширине линии (см. § 6 и Лозинская, 1980а, б). Такая же картина наблюдается в стационарных конденсациях молодого остатка Кассиопея А (§ 4). Следовательно, направленная и хаотические скорости газа в облаке увеличиваются при взаимодействии с ударной волной в одинаковой мере, вопреки результатам численного моделирования, полученным Стро (1975).

Характерная скорость $v_{обл}$ ударной волны II может быть получена из наблюдений двумя путями: по доплеровской ширине линии, излучаемой в волокнах, и по скорости разлета волокон из центра. Поскольку геометрия волны и волокна, необходимая для корректного определения $v_{обл}$ в индивидуальном волокне, неизвестна, наблюдения позволяют оценить лишь среднее характерное для данного остатка значение. Такие оценки сделаны для большинства старых остатков сверхновых (Лозинская, 1980а; Данцигер и др., 1978 и др.) и приведены в табл. 10.

Наблюдения в корональных линиях и в мягком рентгеновском диапазоне позволяют определить давление за фронтом волны I в межоблачной среде и в "горячих" облаках по температуре и плотности излучающей плазмы. По температуре или скорости и плотности газа в ярких оптических волокнах можно найти давление газа за фронтом волны высвечивания II. В ряде остатков обнаружены плотные молекулярные конденсации с большой дисперсией скорости или с аномалиями химического состава, свидетельствующими о столкновении с ударной волной, вызванной разлетом оболочки сверхновой. Эти наблюдения дают возможность оценить давление в самых плотных облаках, взаимодействующих с ударной волной. Здесь, правда, менее надежно определение плотности, так как за фронтом ударной волны возможно аномальное содержание молекул по отношению к водороду и сжатие газа меняется в широких пределах. Результаты оценки давления газа в наиболее исследованных галактических остатках, полученные указанным способом для разных газовых компонент, приведены в табл. 12.

Как видим, в согласии с предсказаниями теории, условие (7.3) удовлетворяется с точностью до коэффициента равного 2 — 3, причем этот вывод справедлив для широкого диапазона изменений плотности от $0,1$ до 10^2 см^{-3} . Ошибки определения плотности и температуры (или скорости)

Таблица 12

Давление газа в некоторых галактических остатках сверхновых

Остаток сверхновой	$P, 10^9 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$		
	оптика	рентген	корональные линии
IC 443	1–2	2–3	1
Петля Лебеда	0,7	0,4	0,3
Паруса XYZ	2–4	1–0,1	
Корма А	2–4	4	1–2

дают примерно такую же точность оценки давления, и можно заключить, что на современном уровне теории и эксперимента изложенная модель взаимодействия ударной волны с облачной межзвездной средой согласуется с наблюдениями старых остатков вспышек сверхновых.

Свечение газа за фронтом ударной волны I в межоблачной среде наблюдается не только в рентгене и корональных линиях, но и в линиях оптического спектра. Мы говорили в § 6 о слабых внешних волокнах Петли Лебеда, в спектре которых преобладают балмеровские линии водорода. Ширина линий H_α и H_β в этих волокнах соответствует 140 и $240 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Такие же тонкие волокна с чисто балмеровским спектром обнаружены на внешней границе рентгеновских оболочек в молодых остатках SN Тихо Браге и SN 1006г. (см. § 2). Второй факт, вероятно, связанный со свечением газа за фронтом I , — высокоскоростные крылья линии H_α , излучаемой диффузным межволоконным газом в Петле Лебеда, IC 443 и HB 9 (см. § 6). В IC 443 слабое высокоскоростное свечение обнаружено за пределами ярких волокон, но в границах радио- и рентгеновского изображений. Высокоскоростные крылья имеют п-образную форму; их ширина соответствует скорости, близкой к скорости u_s , определяемой спектром рентгеновского излучения.

Эти высокоскоростные крылья оптических линий могут быть, вообще говоря, связаны с плавным послеударным ускорением облаков потоком горячего газа за фронтом быстрой волны в межоблачной среде. Источником энергии излучения, действующим в течение характерного времени ускорения $10^3 - 10^4$ лет, в этом случае может служить ионизирующая радиация горячего газа, проникающая с поверхности облака; в спектре должны наблюдаться также линии [NII], [OII], [OIII] (Мак Ки и др., 1978). Пока, впрочем, этот механизм не получил твердого наблюдательного подтверждения. Действительно, согласно расчетам, время ускорения облаков сравнимо с возрастом остатка, и большая часть массы облака должна за это время испариться, так что размер высокоскоростных облаков не может быть больше медленных волокон, столкнувшихся с ударной волной недавно. Наблюдения Петли Лебеда, IC 443 и HB 9, напротив, показывают, что область свечения высокоскоростного газа в 5–10 раз превышает размер ярких волокон. К тому же в рамках модели плавного ускорения трудно понять возникновение тонких периферийных волокон Петли Лебеда и SN Тихо Браге.

Бычков, Лебедев (1979); Шевалье, Раймонд (1978); Раймонд и др (1980) предложили принципиально иное объяснение слабого свечения высокоскоростного газа в линии H_{α} : ударное возбуждение нейтральных атомов водорода, пересекающих фронт бесстолкновительной ударной волны I , которое успевает произойти до ионизации. Сравнение времени ионизации и ударного возбуждения атомов, пересекающих фронт I , требует знания закона изменения электронной и ионной температуры за фронтом, состояния ионизации невозмущенного газа (т.е. учета возможной предионизации ударной волной и ионизации ультрафиолетовым излучением сверхновой), учета эффекта обмена зарядом между нейтральными атомами и быстрыми ионами — все это весьма неопределенные и трудно учитываемые факторы. Тем не менее грубая оценка показывает, что в типичных для остатков сверхновых условиях на каждый нейтральный атом до ионизации в среднем приходится 0,2–0,3 излучений H_{α} -кванта. При этом яркость единицы поверхности ударной волны слабо зависит от скорости и сравнима с наблюдаемым значением. В результате обмена зарядом с быстрыми ионами появляются высокоскоростные нейтральные атомы, их ударное возбуждение дает широкую линию, соответствующую скорости v_s волны I в межоблачном газе. Морфология тонких внешних волокон Петли Лебеда и SN Тихо Браге, безусловно, лучше согласуется с этим механизмом. Ожидаемый спектр отличается от спектра свечения плавно ускоренных облаков, ионизуемых излучением окружающего горячего газа. При нормальном химическом составе линия $HeII$ должна быть примерно в 100 раз слабее балмеровских линий водорода H_{α} и H_{β} ; линии $[OIII]$ и $[NII]$ — еще на порядок или на два порядка слабее. Однако в спектре упомянутого выше внешнего волокна Петли Лебеда в ультрафиолетовой и видимой областях обнаружены слабые линии $HeII$ 1640 Å, линии NV 1240 Å, CIV 1550 Å, а также линии OII , $OIII$, NeV , $[NII]$ и $[SII]$ яркость которых существенно выше расчетной, что свидетельствует о необходимости модификации модели, в частности, более строгого анализа условий выравнивания электронной и ионной температуры (Раймонд и др., 1983; Фезен, Ито, 1985). Поэтому пока нет полной уверенности в том, что мы понимаем природу высокоскоростного свечения старых остатков. Тем не менее установлен чисто эмпирический факт: скорость ударной волны в межоблачной среде может быть определена не только по рентгеновскому спектру горячей плазмы, но и по измерению слабых высокоскоростных крыльев водородных линий оптических туманностей. Максимальные скорости, определяемые самыми высокоскоростными деталями линии H_{α} в старых остатках, также приведены в табл. 10, и, как видим, они близки к скорости, соответствующей рентгеновским спектрам.

§ 8. ЭВОЛЮЦИЯ ОСТАТКОВ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Если скважность межзвездной среды велика, крупномасштабная динамика старого остатка определяется распространением ударной волны в межоблачной среде (фронт I на рис. 41). Иными словами, если газ сконцентрирован в небольших плотных облаках, а межоблачные расстояния велики, так что начальная деформация фронта волны при столкновении мала по

сравнению с радиусом оболочки и потерей энергии в облачной компоненте можно пренебречь, влияние облаков на динамику остатка несущественно.

Поэтому мы рассмотрим сначала эволюцию остатка в однородной межоблачной среде; затем, следуя Мак Ки и Острайкеру (1977), учтем испарение облаков в горячий газ остатка, увеличивающее плотность и тем меняющее ход эволюции. В заключение остановимся на первых результатах численного анализа эволюции остатка в среде с мелкомасштабной облачной структурой.

Численные методы анализа распространения ударных волн, вызванных вспышкой сверхновой, учитывающие радиационное охлаждение, магнитное поле, теплопроводность и испарение, с одной стороны, показали, что этот процесс весьма сложный и мы далеки от полного его понимания. С другой стороны, стало ясно, что крупномасштабная картина развития остатка может быть разбита на несколько идеализированных стадий, которые в первом приближении удовлетворительно описываются простыми автомодельными решениями.

Начальная стадия эволюции характеризуется свободным разлетом выброшенной оболочки практически без торможения с начальной скоростью $v_0 = (5-10) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Начальная энергия вспышки E_0 в этой фазе сосредоточена практически полностью в форме кинетической энергии выброшенного вещества, тепловая энергия составляет 2–3% E_0 . Эффективное торможение выброса начинается, когда масса сгребенного околозвездного газа достигает массы выброса M_0 ; этот момент соответствует радиусу и возрасту остатка: $R_s = (3M_0/4\pi\mu m_H n_0)^{1/3} \approx 2 \text{ пк}$, $t \approx R_s v_0^{-1} \approx 180 \text{ лет}$ в среде со средней плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ при $M_0 = 1M_\odot$, $v_0 = 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Торможение оболочки сверхновой в межзвездной среде было впервые рассмотрено Оортом (1946) сорок лет тому назад. Из условия сохранения импульса

$$\left(M_0 + \frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_0 \right) v_s = M_0 v_0$$

Оорт получил соотношения, вполне удовлетворительно описывающие эволюцию сильно затормозившейся оболочки ($\frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_0 \gg M_0$):

$$R_s = \left(\frac{3M_0 v_0}{\pi \rho_0} \right)^{1/4} t^{1/4}; \quad v_s = \frac{3M_0 v_0}{4\pi \rho_0 R_s^3}; \quad R_s = 4v_s t. \quad (8.1)$$

Здесь и всюду далее: $\rho_0 = n_0 \mu m_H$, R_s — радиус, v_s — скорость фронта ударной волны, T_s — ионная температура возмущенного газа за фронтом, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты.

Следующий важный шаг был сделан Шкловским (1962), который показал, что явление вспышки сверхновой в межзвездной среде может быть уподоблено сильному точечному взрыву в газе с постоянной теплоемкостью и к задаче применимо автомодельное решение Седова (1957, 1981), проверенное на ядерных взрывах в земной атмосфере. Автомодельное решение описывает эволюцию остатка на адиабатической стадии, когда, с одной стороны, масса нагребенного межзвездного газа уже в несколько

раз превышает массу выброса, и, с другой стороны, потери энергии на излучение еще незначительны по сравнению с начальной энергией взрыва E_0 . В этой фазе движение оболочки описывается соотношениями (Шкловский, 1962, 1976а)

$$R_s = (2,02 E_0 / \rho_0)^{0,2} t_{[c]}^{0,4} [\text{см}] = 0,34 (E_{s1} / \mu n_0)^{0,2} t_{[\text{лет}]}^{0,4} [\text{пк}],$$

$$T_s = 2,27 \cdot 10^{-9} \mu v_s^2 = 1,5 \cdot 10^{10} (E_{s1} / n_0) R_{[\text{пк}]}^{-3} [\text{К}], \quad (8.2)$$

$$v_s = 0,4 R_s / t, \quad E_{s1} \equiv E_0 \cdot 10^{-51} [\text{эрг}].$$

Численные расчеты Шевалье (1974) показали, что в адиабатической стадии около 70% начальной энергии выброса переходит в тепловую энергию сгораемого межзвездного газа: $E_T = \epsilon E_0$, $\epsilon = 0,72$.

Адиабатическое расширение остатка продолжается до начала интенсивного радиационного охлаждения, когда температура газа за фронтом достигает значения, соответствующего максимуму на кривой радиационных потерь $T_* \approx (5-6) \cdot 10^5 \text{ К}$ (см. рис. 43). Возраст $t_{охл}$, радиус $R_{охл}$ и скорость расширения $v_{охл}$ остатка сверхновой в фазе интенсивного охлаждения излучением соответствуют, согласно Фалле (1981),

$$t_{охл} = 2,7 \cdot 10^4 E_{s1}^{0,24} n_0^{-0,52} [\text{лет}],$$

$$R_{охл} = 20 E_{s1}^{0,295} n_0^{-0,409} [\text{пк}]. \quad (8.3)$$

$$v_{охл} = 280 E_{s1}^{0,055} n_0^{0,111} [\text{км} \cdot \text{с}^{-1}].$$

Оценки разных авторов несколько различаются и связано это в основном с разным представлением кривой радиационных потерь: $R_{охл} = 19 E_{s1}^{0,29} n_0^{-0,41}$ по данным Шевалье (1974), $R_{охл} = 25 E_{s1}^{0,29} n_0^{-0,41}$ согласно Коксу (19726). К этому моменту излучается примерно $0,5 E_T$ и образуется холодная плотная оболочка, содержащая примерно половину массы сгораемого газа. Развитие оболочки происходит на неустойчивой части кривой радиационных потерь и поэтому завершается лавинообразно. В каверие, ограниченной тонкой холодной оболочкой, находится горячий газ низкой плотности, который продолжает расширяться адиабатически. Эволюция остатка после образования холодной оболочки достаточно хорошо описывается моделью "снегоочистителя" (Кокс, 19726). Закон движения оболочки в этой стадии может быть получен из условия адиабатического расширения внутреннего облака горячего газа:

$$\begin{aligned} \frac{dE_T}{dt} &= -4\pi R_s^2 P \frac{dR}{dt}; \\ \frac{4}{3} \pi R_s^3 P &= (\gamma - 1) E_T \end{aligned} \quad (8.4)$$

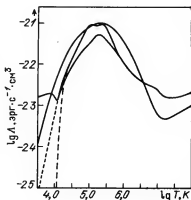


Рис. 43. Кривые радиационных потерь по расчетам разных авторов, см. Фалле (1975а)

и уравнений для массы и импульса оболочки:

$$M = \frac{4}{3} \pi R_s^3 \rho_0, \quad \frac{d(Mv_s)}{dt} = 4\pi R_s^2 P. \quad (8.5)$$

Здесь P — давление горячего газа, толщина оболочки считается малой по сравнению с радиусом, а масса горячего газа — малой по сравнению с массой оболочки. Система уравнений (8.4), (8.5) имеет решение (Мак Ки, Острайкер, 1977; Блинников и др., 1982):

$$R_s = 38(\epsilon E_{s1})^{5/21} n_0^{-5/21} \left(\frac{t}{10^5 \text{ лет}} \right)^{2/7} [\text{пк}]; \quad v_s = \frac{2}{7} \left(\frac{R_s}{t} \right), \quad (8.6)$$

где $\epsilon = E_T/E_0 = 0.2-0.3$.

Сравнение с (8.1) утверждает, что при всей элементарности вывода Оорт получил достаточно точный закон движения старых остатков. Численные расчеты Шевалье (1974) дали сходный закон расширения оболочки $R_s \propto t^{0.31}$. Расширение продолжается до тех пор, пока давление газа в остатке не уравнивается с давлением невозмущенного межзвездного газа P_0 . Определяемый из условия равенства внешнего и внутреннего давлений максимальный радиус остатка составляет

$$R_{\text{макс}} = 55 E_{s1}^{0.32} n_0^{-0.16} \tilde{P}_{04}^{-0.20} [\text{пк}] \quad (8.7)$$

и соответствует моменту

$$t(R_{\text{макс}}) = 8.3 \cdot 10^5 E_{s1}^{0.31} n_0^{0.27} \tilde{P}_{04}^{-0.64} [\text{лет}].$$

где $\tilde{P}_{04} = 10^{-4} P_0/k$. Максимальное время жизни остатка сверхновой до его полной диссипации в межзвездной среде достигает (Мак Ки, Острайкер, 1977)

$$t_{\text{макс}} = R_{\text{макс}} \left(\frac{P_0}{\rho_0} \right)^{-1/2} = 7 \cdot 10^6 E_{s1}^{0.32} n_0^{0.34} \tilde{P}_{04}^{-0.70} [\text{лет}]. \quad (8.8)$$

Численный анализ взаимодействия сверхновой с газом межзвездной среды сделан в ряде работ и охватывает широкий интервал значений начальных условий (см. Шевалье, 1974; Мансфилд, Солпитер, 1974; Фалле 1975а, 1981; Чииз, Лазарев, 1981 и др.). Численные методы выявили ряд интересных особенностей, недоступных автоматическим решениям, и в первую очередь это касается образования тонкой плотной оболочки из-за радиационного охлаждения газа за фронтом. На рис. 44 показано полученное Мансфилдом и Солпитером (1974) изменение плотности, температуры и скорости газа в зависимости от расстояния до центра взрыва для разных моментов времени. Расчеты сделаны для стандартной модели ($M_0 = 1M_\odot$, $E_0 = 3 \cdot 10^{50}$ эрг, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$) без учета магнитного поля; охлаждение при температуре ниже 10^3 К не рассматривалось. Учет охлаждения вследствие излучения пыли при $T \leq 10^3$ К делает оболочку еще плотнее и холоднее.

На кривой, соответствующей ранней стадии ($t = 10^3$ лет, $M(t) = 10M_\odot$), видна возвратная ударная волна: резкий внутренний максимум плотности, совпадающий с минимумом температуры и движением газа к центру взрыва. Возникновение возвратной волны связано с радиативным охлаждением

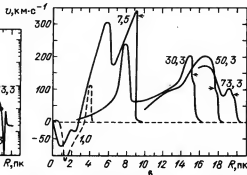
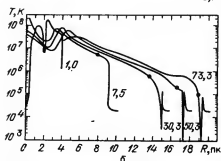
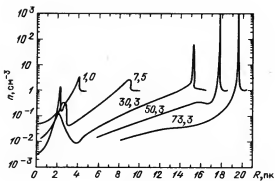


Рис. 44. Изменение плотности (а), температуры (б) и скорости (в) в зависимости от расстояния до центра в остатках сверхновых разного возраста; расчеты Мансфилда и Солпитера (1974). Возраст в единицах 10^4 лет указан цифрами, точки на кривых (б) дают среднюю температуру, стрелки на кривых (в) — среднюю скорость оболочки. Штриховая кривая на в представляет скорость, уменьшенную в 10 раз

и "схлопыванием" выброшенного при вспышке вещества. В момент $t = 3 \cdot 10^4$ лет, как видно из рис. 44, уже сформирована холодная плотная оболочка, содержащая около 30% общей массы остатка. Когда возраст остатка приближается к $7 \cdot 10^4$ лет, масса оболочки достигает $10^3 M_\odot$, ее толщина составляет примерно 10^{-4} радиуса и 60–70% начальной энергии E_0 уже излучено. Оболочка зажата между двумя слоями интенсивно излучающего газа: внутри — слой горячего газа, остывающего на границе с холодной оболочкой, где излучается более 70% всей энергии в стадии формирования оболочки $t \approx 3 \cdot 10^4$ лет, снаружи — слой сгребенного межзвездного газа, нагретого ударной волной, где излучается около 80% энергии на поздней стадии $t \approx (7 - 8) \cdot 10^4$ лет.

Момент перехода от стадии адиабатического расширения к стадии формирования холодной оболочки представляет особый интерес. В это время излучается большая часть энергии остатка, происходит резкое перераспределение температуры и плотности газа за фронтом, что определяет ход дальнейшей эволюции. Возникающие при этом неустойчивости и вторичные ударные волны, по всей вероятности, существенны для усиления магнитного поля. Процесс охлаждения и уплотнения оболочки нарастает лавинооб-

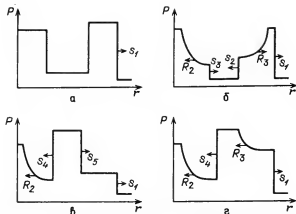


Рис. 45. Схема вторичных ударных волн, возникающих из-за тепловой неустойчивости в момент схлопывания холодной оболочки; см. текст

разию и происходит практически мгновенно по сравнению с продолжительностью предыдущей адиабатической и последующей оболочечной стадий. Но, как показали детальные расчеты Фалле (1975а, 1981), это "мгновение" само имеет сложную пространственную и временную структуру. Если начальная энергия E_0 и плотность n_0 достаточно велики, охлаждение при температуре T_* , соответствующей максимуму радиационных потерь (см. рис. 43), происходит так быстро, что время прохождения звуковой волной области интенсивного высвечивания оказывается больше времени охлаждения. Это приводит к внезапному резкому уменьшению давления и возникновению двух вторичных ударных волн S_2 и S_3 , бегущих в зону минимального давления за фронтом основной волны S_1 (см. схему на рис. 45, а), двух волн разрежения R_2 и R_3 (рис. 45, б), двух более сильных ударных волн S_4 и S_5 , вызванных столкновением S_2 и S_3 (рис. 45, в). Фронт S_5 догоняет и усиливает основную ударную волну S_1 , волна разрежения R_3 (рис. 45, г) ослабляет S_4 . Условие образования вторичных волн может быть найдено из сравнения гидродинамической шкалы времени $t_{\text{гид}}$ ($t_{\text{гид}} \propto R_s/c \propto R_s/v_s$, где c — скорость звука газа за фронтом, v_s — скорость ударной волны) и радиационной шкалы времени $t_{\text{охл}}$ ($t_{\text{охл}} \approx P/L$, $L = n^2 \Lambda(T) \propto \rho^2 T^{-\alpha}$, где $\Lambda(T)$ — функция радиационных потерь, α определяет закон зависимости Λ от T). Если $T \propto v_s^2$ и v_s удовлетворяет решению (8.2), имеем $t_{\text{гид}}/t_{\text{охл}} \propto (E_0 n_0^2)^{-2\alpha/11}$. Вторичные волны возникают при условии $E_{s1} n_0^2 \gtrsim 10^{-5}$ (Фалле, 1981), которое выполняется практически для всех остатков сверхновых.

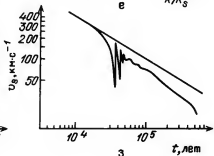
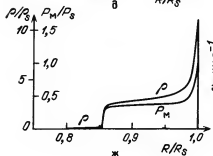
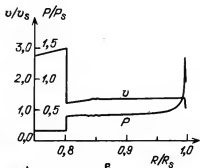
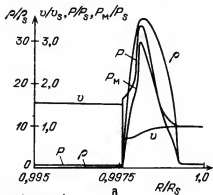
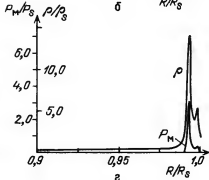
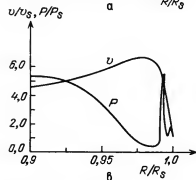
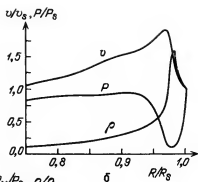
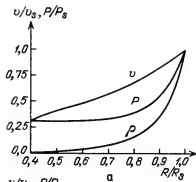
Структура оболочки с учетом вторичных волн, вызванных тепловой неустойчивостью, показана на рис. 46 (отражена зависимость скорости расширения v/v_s , плотности ρ/ρ_s , газового P/P_s и магнитного $P_{\text{маг}}/P_s$ давлений от расстояния до центра R/R_s ; все параметры нормированы к значению на фронте). На рис. 46, а показано стандартное адиабатическое решение (8.2), на рис. 46, б хорошо видна область минимального давления, рис. 46, в, г показывают структуру оболочки в стадии образования двух сильных волн (рис. 45, в), рис. 46, д соответствует фазе рис. 45, г.

Описанный процесс может повторяться неоднократно: как только волна S_5 догонит основную ударную волну S_1 , температура за фронтом вновь окажется выше температуры T_* , соответствующей максимуму на рис. 43, и ситуация повторяется. На рис. 46, з, демонстрирующем зависимость скорости расширения от возраста остатка, видно, что этот процесс может повторяться 3–4 раза. Закончится он, когда скорость основной ударной волны v_s станет меньше $v_* \approx 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, соответствующей температуре максимума на кривой радиационных потерь. Дальнейшее остывание происходит "спокойно" при постоянном давлении и не сопровождается образованием вторичных волн. Эта стадия соответствует рис. 46, е, ж; 98% массы в это время заключено в холодной оболочке толщиной около 15% радиуса. Существенно большая, чем в расчетах Мансфилда и Солпите-ра (1974), толщина оболочки связана с тем, что Фалле учитывает давление магнитного поля, препятствующее дальнейшему сжатию газа. Магнитное давление, несущественное в начальной и адиабатической стадиях, оказывается сравнимым с давлением газа в плотной оболочке вследствие усиления поля из-за вмороженности при схлопывании оболочки и в результате запутывания вторичными волнами. В спокойной стадии радиативного охлаждения магнитное и газовое давления сбалансированы. Внутренняя часть оболочки граничит в области $R/R_s = 0,85$ с переходной зоной, в которой газ быстро остывает от $\sim 10^5$ до 10^3 К, а скорость и давление не меняются. Внутри переходной зоны находится горячий газ, ограниченный в точке $R/R_s = 0,8$ возвратной волной S_4 . Внутри S_4 заключен очень горячий ($T \geq 10^6$ К) разреженный газ, который из-за низкой плотности расширяется практически без охлаждения. Внешняя часть плотной оболочки ограничена тонким слоем, $\Delta R/R_s = 0,01$, в котором нагретый ударной волной газ остывает от $\sim 10^4$ до $\sim 10^3$ К. Этот слой может быть ответственным за оптическое излучение старых остатков. Представленные на рис. 46 расчеты сделаны в предположении, что начальное расширение описывается решением (8.2), теплопроводность несущественна, невозмущенный межзвездный газ неподвижен, однороден, полностью ионизован и имеет температуру 10^4 К, плотность $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, магнитное поле соответствует $H_0 = 10^6$ Э, $E_0 = 3 \cdot 10^{50}$ эрг. Предположение о полной ионизации обосновано тем, что на ранних стадиях еще не успел рекомбинировать газ, ионизованный при вспышке, а на поздних окружающий газ ионизуется жестким фотонным излучением ударной волны.

В рамках адиабатического решения (8.2) за фронтом волны существует сильный градиент температуры и плотности (см. рис. 46, а). Из-за градиента температуры возникает теплопроводность, которую трудно учесть количественно, поскольку ей препятствует магнитное поле. Теплопроводность может быть существенна лишь в молодых остатках сверхновых и во внутренней горячей области: в оболочке, где поле сильное и хаотическое из-за запутывания силовых линий, ею можно пренебречь (Фалле, 1981). Если теплопроводность существенна, температура внутри остатка выравнивается и составляет

$$T_r = \frac{2\mu E_T}{3kM} = 1,2 \cdot 10^{10} R^{-3} E_{51} n_r^{-1} \text{ [K]}, \quad (8.9)$$

где E_T — тепловая энергия и M — полная масса остатка, n_r — плотность горячего газа.



С теплопроводностью связан существенный на ранней стадии эффект испарения холодных облаков, погруженных в горячий газ остатка (см. Ковье, Мак Ки, 1977; Мак Ки, Ковье, 1977; Мак Ки, Острикер, 1977). Влияние испарения на динамику остатка может быть учтено лишь очень грубо. К тому же не всегда однозначен вывод о преобладании испарения над конденсацией облаков и о темпе испарения (Дорошкевич, Зельдович, 1981). Тем не менее мы приведем результаты анализа, сделанного Мак Ки и Острикером (1977) в следующих упрощающих предположениях. Плотность и температура горячего газа приняты однородными, скорость ударной волны пропорциональна изотермической скорости звука горячего газа $v_s \propto \alpha = \alpha(0,7 E_0 / 2\pi R_s^3 \rho_r)^{1/2}$, влияние облаков на динамику определяется только двумя эффектами: увеличением плотности горячего газа и изменением α от значения $\alpha = 1,68$ для адиабатического решения до $\alpha = 2,5$ при интенсивном испарении. В рамках этих предположений закон движения оболочки может быть получен из условий сохранения массы и энергии:

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 \rho_0 v_s + N_{\text{обл}} \dot{M}_{\text{исп}} V; \quad E_r = 1,5 \rho_r c_r^2 V, \quad (8.10)$$

где $\dot{M}_{\text{исп}}$ — масса испарившегося газа на одно облако, V — объем остатка, $N_{\text{обл}}$ — число облаков в единице объема. Если в ранней стадии испарившийся газ преобладает над выметенным (второй член в (8.10) больше первого), имеем, обозначив $R_s \propto t^\eta$, $\eta = 3/5$ вместо $\eta = 2/5$ для адиабатического расширения. Движение оболочки с учетом испарения определяется соотношением

$$R_s = 0,18 \left(\frac{\alpha}{\eta} \right)^{2/5} \left(\frac{E_{s1}}{n_r} \right)^{1/5} t_{\text{лет}}^{2/5} \quad [\text{пк}], \quad (8.11)$$

где введены обозначения: $\eta = \frac{2}{5} \left(\frac{1+x^{5/3}}{2/3+x^{5/3}} \right)$, $x \equiv 0,065 R_s \Sigma^{1/5} n_0^{3/5} E_{s1}^{-2/5}$.

$\frac{n_r}{n_0} = 1 + x^{-5/3}$ (см. Мак Ки, Острикер, 1977). Здесь константа $\Sigma \equiv \alpha a^2 / 3 f_{\text{обл}} \varphi$; φ — эффективность испарения; a — размер и $f_{\text{обл}}$ — объемная скважность облаков. Значение n_r/n_0 велико, когда x и Σ малы; при $x = 1$ плотность испарившегося газа равна плотности невозмущенной среды.



Рис. 46. Структура оболочки сверхновой на неустойчивой стадии охлаждения согласно расчетам Фалле (1981). Показано изменение скорости v/v_s , плотности ρ/ρ_s , газового (P/P_s) и магнитного (P_m/P_s) давлений в зависимости от расстояния от фронта ударной волны R/R_s в разные моменты времени t : a — соответствует решению (8.2). Значения на фронте равны соответственно: b — ($t = 3,2 \cdot 10^4$ лет): $R_s = 16,4$ пк, $v_s = 93$ км \cdot с $^{-1}$, $P_s = 2 \cdot 10^{-10}$ дин \cdot см $^{-2}$, $\rho_s = 6,3 \cdot 10^{-24}$ г \cdot см $^{-3}$; c , e — ($t = 3,56 \cdot 10^4$ лет): $R_s = 16,7$ пк, $v_s = 30$ км \cdot с $^{-1}$, $P_s = 2,5 \cdot 10^{-11}$ дин \cdot см $^{-2}$, $\rho_s = 4,8 \cdot 10^{-24}$ г \cdot см $^{-3}$; d — ($t = 3,7 \cdot 10^4$ лет): $R_s = 16,8$ пк, $v_s = 130$ км \cdot с $^{-1}$, $P_s = 3,68 \cdot 10^{-10}$ дин \cdot см $^{-2}$, $\rho_s = 6,5 \cdot 10^{-24}$ г \cdot см $^{-3}$; e , $ж$ — ($t = 9 \cdot 10^4$ лет): $R_s = 22$ пк, $v_s = 52$ км \cdot с $^{-1}$, $P_s = 6,7 \cdot 10^{-11}$ дин \cdot см $^{-2}$, $\rho_s = 5,6 \cdot 10^{-24}$ г \cdot см $^{-3}$; $з$ — показывает изменение скорости фронта ударной волны с учетом тепловой неустойчивости, прямая соответствует адиабатическому решению (8.2)

Поздняя стадия развития оболочки, когда испарение отсутствует, характеризуется показателем степени $\eta = 0,28 - 0,31$ (см. соотношение (8.6)). Если на поздней стадии преобладает испарившийся, а не сгребенный газ, оболочка расширяется с постоянной скоростью и $R_s \propto v_s$. По-видимому, реальная динамика оболочки на поздней стадии лежит между предельными случаями $\eta = 1$ и $\eta = 0,3$, но роль испарения мала.

Все сказанное выше относится к эволюции остатка в однородной среде; испарение облаков пока рассматривалось чисто формально как источник притока массы горячего газа. Влияние неоднородности межзвездной среды на развитие оболочки может быть формализовано двояко: крупномасштабный градиент плотности и мелкомасштабные флуктуации — плотные небольшие облака. Крупномасштабный градиент влияет на эволюцию остатка лишь в случае, если его характерная шкала сравнима с размером оболочки. Такая ситуация достаточно часто встречается в межзвездной среде: во-первых, когда вспышка произошла на границе плотного облака; во-вторых, когда остаток сверхновой достигает размера ~ 200 пк и начинает "чувствовать" градиент плотности газа в галактическом диске; в-третьих, когда массивная звезда интенсивно теряет вещество до вспышки и вокруг нее устанавливается сферически-симметричное распределение плотности. В первых двух случаях распределение плотности может быть представлено в форме $\rho(z) = \rho_0 e^{-z/H}$. При таком распределении существует автомодельное решение, найденное Компанейцем (1960) для сильного точечного взрыва в земной атмосфере. В этом случае радиус и скорость фронта ударной волны описываются соотношениями

$$R_s(\theta) = R_0 \left(1 + \frac{cR_0}{H} \cos \theta \right), \quad v_s(\theta) = v_0 \left(1 + \frac{2cR_0}{H} \cos \theta \right), \quad (8.12)$$

где v_0 и R_0 — скорость и радиус для стандартного адиабатического решения (8.2); θ — полярный угол, отсчитываемый от направления градиента плотности; $c = 0,186$ — константа. (Мы воспользовались этим решением в § 6 при интерпретации наблюдений туманности IC 443.) Численные двумерные расчеты эволюции остатка в среде с плоским градиентом плотности, проведенные Йорком и др. (1983), также предсказывают структуру оболочки, сходную с наблюдаемой в IC 433, VRO 42.05.01 и других объектах, расположенных на границе плотных облаков.

При сферически-симметричном распределении плотности, $\rho = \rho_0 R^{-u}$, тоже существует автомодельное решение (см. Седов, 1981; Айзенберг, 1977):

$$R_s = \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/(5-u)} t^{2/(5-u)},$$

$$v_s = \frac{2}{5-u} \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/(5-u)} t^{-(3-u)/(5-u)}.$$
(8.13)

Сделана первая попытка численного моделирования остатка в неоднородной среде с мелкомасштабными флуктуациями плотности — компактными плотными облаками, погруженными в межоблачный газ (Ковье

и др., 1981а). Эта работа представляет собой качественно новый шаг в изучении эволюции остатка в межзвездной среде. Авторы не ограничиваются учетом изменения плотности горячего газа из-за испарения облаков, как это сделано выше, но включают потери энергии на испарение, сжатие и ускорение облаков, учитывают радиационное охлаждение облаков и теплопроводность. В расчетах учтены передача массы, энергии и импульса между облаками и межоблачным газом, выметание и испарение облаков в горячий межоблачный газ. В качестве начальных условий авторы принимают параметры трехфазной межзвездной среды, которая сама является результатом коллективного воздействия сверхновых на газ Галактики, о чем мы будем говорить в § 16. Согласно современным представлениям большая часть объема ($f_g \approx 75\%$) галактического диска занята горячим разреженным газом ($T_g = 4.5 \cdot 10^5$ К, $n_g = 2 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$), в который погружены холодные облака ($T_c = 80$ К, $n_c = 40$ см $^{-3}$), занимающие малую долю объема ($f_c \approx 2\%$), окруженные теплой, частично ионизованной короной ($T_t = 8000$ К, $n_t = 0.2-0.3$ см $^{-3}$; $f_t \approx 20\%$). Расчеты сделаны в следующих упрощающих предположениях: межоблачная среда однородна; вместо широкого спектра размеров облаков принято стандартное холодное облако и стандартное теплое облако, причем пространственно они не связаны друг с другом и имеют форму коротких цилиндров; столкновения между облаками не учитывались; давление магнитного поля и космических лучей не принималось во внимание. Рассчитаны шесть моделей с различающимися в разумных пределах значениями начальной энергии взрыва E_0 , плотности и температуры межоблачного газа, размера, плотности и скважности облаков. Как и следовало ожидать, даже в рамках такой идеализированной схемы выявились различия с эволюцией остатка в однородной среде, которые мы рассмотрим на примере одной модели. Модель № 1 из работы Ковье и др. (1981а) характеризуется значениями: $E_0 = 3 \cdot 10^{50}$ эрг, $n_g = 2.4 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$, $T_g = 1.4 \cdot 10^5$ К, эффективность испарения $\varphi = 1$; холодные и теплые облака имеют радиус $a_c = 1.6$ пк, $a_t = 2$ пк, поверхностную плотность $N_c = 2.7 \cdot 10^{20}$ см $^{-2}$, $N_t = 2.2 \cdot 10^{18}$ см $^{-2}$ и объемную скважность $f_c = 0.02$, $f_t = 0.27$ соответственно; теплопроводность мала и не принимается во внимание. Распределение плотности, температуры и скорости межоблачного газа в остатке в зависимости от радиуса для разных моментов времени показано на рис. 47. Большой размер оболочек не удивителен; мы уже отмечали, что динамика оболочки при наличии плотных компактных облаков определяется распространением волны в межоблачной среде, а плотность последней более чем на два порядка ниже стандартного значения $n_0 = 1$ см $^{-3}$, принятого в работах Фалле (1981), Мансфилда и Солпитера (1974). На кривой a , соответствующей раннему этапу, когда масса сгребенного и испарившегося газа уже примерно в 40 раз превосходит массу выброса, как и в случае однородной среды, видна возвратная ударная волна. Высокая температура за фронтом $T_s \gtrsim 10^8$ К в самый начальный момент приводит к выметанию и быстрому разрушению теплых облаков из-за интенсивного испарения. Это повышает плотность горячего газа на периферии молодого остатка до значения ~ 0.1 см $^{-3}$, близкого к плотности теплой компоненты межзвездной среды. Определенный вклад дает испарение холодных облаков, но они слабо увлекаются ударной волной и распределены по объему остатка более равномерно. Кривая b соответствует моменту,

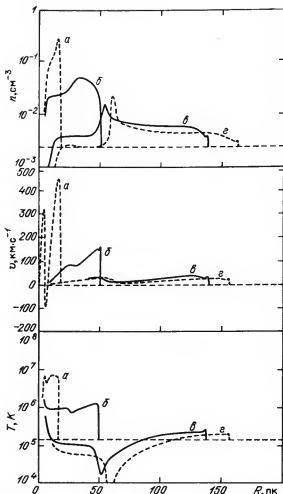


Рис. 47. Структура остатка сверхновой в среде с мелкомасштабными плотными облаками: изменение плотности, скорости и температуры межоблачного газа с расстоянием от центра оболочки. Показаны расчетные кривые для следующих значений возраста и радиуса фронта ударной волны: $a - t = 10^4$ лет, $R_s = 17$ пк; $b - t = 10^5$ лет, $R_s = 50$ пк; $c - t = 7,7 \cdot 10^5$ лет, $R_s = 140$ пк; $d - t = 10^6$ лет, $R_s = 160$ пк (Модель № 1 Ковьс и др., 1981а)

когда выброс уже неразличим в массе выметенного и испарившегося газа, но радиационные потери энергии еще незначительны (аналог адиабатической стадии (8.2)). Кривые b и c представляют стадии после образования оболочки. В противоположность сверхновым в однородной среде здесь, как хорошо видно из рисунка, охлаждение начинается не на периферии, а внутри остатка, на внутренней границе той области, куда выметена основная масса тепловых облаков. Здесь лавинообразно схлопывается холодная плотная оболочка, в которую из внешних областей поступает сжимаемый

газ, а из внутренних падает остывающий испарившийся газ. Кривой 2 соответствует оболочка, сформировавшаяся на расстоянии 55 пк от центра, в то время как радиус фронта ударной волны равен 157 пк.

На рис. 48 для этого же остатка показано изменение банка энергии с возрастом. До начала интенсивных потерь энергия остатка сосредоточена в форме тепловой и кинетической энергии сгребенного межоблачного газа. Доля кинетической энергии почти постоянна и приблизительно такая же (~30%), как и в случае адиабатического расширения в однородной среде. Основные потери энергии связаны с излучением межоблачного газа и сжатием облаков. Энергия сжатия впоследствии излучается облаками в оптическом, а на поздней стадии — в инфракрасном диапазонах. Потери энергии на сжатие и излучение облаков быстро растут со временем и в конце эволюции становятся преобладающими. Около 3–4% энергии вспышки переходит в кинетическую энергию ускоренных ударной волной облаков. Отметим, что общая энергия остатка слегка растет со временем из-за притока энергии сгребаемого газа.

Рассмотренные здесь кратко основные результаты теоретических исследований эволюции остатков в межзвездной среде далеко не исчерпывают списка работ, посвященных этому вопросу. Обилие "теоретических" возможностей свидетельствует об актуальности чисто наблюдательного подхода к проблеме. Первоочередные задачи наблюдений состоят в следующем:

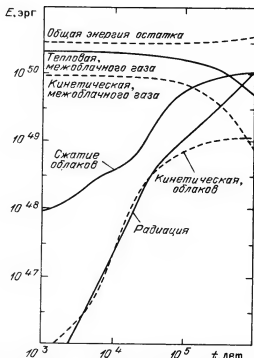


Рис. 48. Распределение энергии сверхновой для разных моментов времени согласно расчетам Ковье и др. (1981а), см. текст

1. Выяснить, представляют ли собой наблюдаемые остатки сверхновых эволюционную последовательность однородных объектов.

2. Найти эмпирический закон эволюции остатков и сравнить его со стандартными теоретическими моделями.

"Теоретический" ход эволюции оболочки сверхновой, учитывающий основные из обсуждавшихся выше стадий: свободный разлет, расширение с испарением облаков, адиабатическое расширение и расширение с интенсивным высвечиванием, — показан на рис. 49 в форме зависимости скорости фронта ударной волны v_s от радиуса R_s . Теоретические эволюционные треки показаны для остатка стандартной вспышки ($M_0 = 1 M_\odot$, $v_0 = 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $E_{51} = 1$) в однородной среде с плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ и $n_0 = 0,1 \text{ см}^{-3}$. Мелкомасштабные облака учтены только как источник притока массы горячего газа из-за испарения. Стрелками отмечены характерные точки: конец свободного разлета, соответствующий условию $M_0 \approx M_{\text{сгреб}}$, и формирование плотной оболочки, определяемое соотношением (8.3).

Первая попытка построить эмпирическую эволюционную последовательность остатков вспышек сверхновых и сравнить ее с предсказаниями теории была сделана автором этой книги в 1975 г. Позднее, когда были закончены исследования кинематики большинства туманностей — остатков вспышек сверхновых северного неба, Лозинской (19806) была построена эмпирическая эволюционная последовательность, показанная на рис. 50. В основе ее лежат результаты наблюдений остатков вспышек сверх-

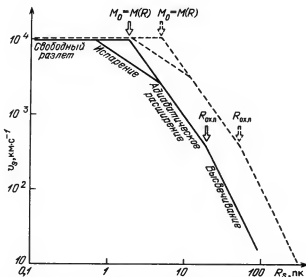


Рис. 49. "Теоретическая" зависимость скорости ударной волны v_s от радиуса R_s . Показаны стадии свободного разлета, адиабатическая с сильным испарением, адиабатическая и интенсивного высвечивания. Стрелками отмечены начало стадии торможения и момент образования холодной оболочки, см. текст. Сплошная линия соответствует $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, штриховая — $n_0 = 0,1 \text{ см}^{-3}$.

Рис. 50. Эмпирическая эволюционная последовательность остатков сверхновых в Галактике (черные кружки) и в БМО (светлые кружки), построенная Лозинской (1980а,б). "Приведенный" радиус $R_s (n_{0M}/1 \text{ см}^{-3})^{1/3}$ учитывает различия плотности невозмущенного газа в окрестности остатка

новых в оптическом и рентгеновском диапазонах, приведенные в сводной таблице 10.

Мы построили эволюционную последовательность в форме зависимости скорости v_s от "приведенного" радиуса оболочки: $R_s (n_{0M}/1 \text{ см}^{-3})^{1/3}$. Введение этого нового параметра вызвано необходимостью учета разной плотности межзвездного газа в окрестности остатков. Пытаясь выявить эволюционную последовательность остатков без учета плотности среды, мы уподобились бы человеку, считающему болонку молодым волкодавом. Сравнение не ново, но очень четко отражает ситуацию. Действительно, мы убедились выше, что развитие оболочки на любой стадии, кроме начального свободного разлета, зависит от плотности окружающего газа, а реально наблюдаемые остатки сверхновых локализованы в районах, плотность которых различается на несколько порядков. В качестве примера упомянем оболочку W 28 размером 30–40 пк, локализованную в плотной области (средняя межоблачная плотность $n_{0M} = 5\text{--}6 \text{ см}^{-3}$, в облаках — $n_{0obl} = 40\text{--}50 \text{ см}^{-3}$), и Петлю I (Северный Полярный отрог) размером 250 пк, которая по нашему глубокому убеждению является остатком сверхновой, вспыхнувшей в горячей разреженной среде с плотностью $n_{0M} \approx 0,01 \text{ см}^{-3}$ (см. § 10). Из этих двух остатков эволюционно более молодым, безусловным, является протяженная Петля I, еще не вступившая в фазу интенсивного, высвечивания, в то время как сравнительно небольшая оболочка W 28 далеко продвинулась в своем развитии и находится в фазе после образования оболочки. "Приведенный" радиус остатка как раз и учитывает реальную эффективность торможения, так как представляет собой радиус, деленный на среднее расстояние между атомами окружающего межзвездного газа.

Скорость фронта ударной волны v_s , приведенная в табл. 10 и на рис. 50, определена по спектру рентгеновского излучения и по самым высокоскоростным движениям оптических волокон. Оба упомянутых в предыдущем параграфе механизма — свечение газа за фронтом быстрой ударной волны в частично ионизованной межоблачной среде и свечение поверхности плавно ускоренных облаков — могут дать слабое H_α -излучение на скорости, близкой к v_s . Тем не менее формально скорость, определяемая по высокоскоростным крыльям линии H_α , дает лишь нижнюю границу v_s . В свою очередь интерпретация данных рентгеновских наблюдений для оценки скорости ударной волны также достаточно неопределенна (см. § 7). Тем не ме-

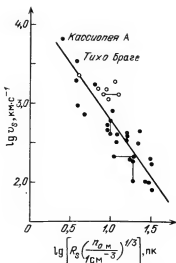


Таблица 13

Сравнение эмпирических и теоретических моделей

Модель	η	$(\eta - 1)/\eta$
Адиабатическая стадия	0,4	-1,5
Ранняя стадия с испарением	0,6	-0,67
Радиационное охлаждение	0,3	-2,3
Поздняя стадия с преобладанием испарившегося газа	1,0	0
Наблюдения:		
среднее значение	0,41	-1,45
95-процентный доверительный интервал	0,37—0,45	-1,24 — -1,68

нее различия оценок скорости этими двумя способами меньше среднего разброса точек на рисунке.

Рис. 50 убедительно свидетельствует, что все исследованные галактические остатки вспышек сверхновых представляют эволюционную последовательность однородных объектов, торможение которых в межзвездной среде определяется массой нагретого газа. Светлыми кружками на рисунке показаны остатки с измеренной скоростью расширения в Магеллановых Облаках. Учитывая, что в БМО наблюдались лишь остатки, самые яркие в рентгеновском диапазоне и, вероятно, характеризующиеся наиболее высокой кинетической энергией, можно заключить, что они соответствуют той же эволюционной последовательности. Только по старым галактическим объектам ("исторические" остатки не учитывались, так как, вообще говоря, могут еще находиться в стадии свободного разлета) методом наименьших квадратов проведена прямая, наклон которой соответствует зависимости $v_s \propto (R_s n_{0M}^{1/3})^{-1,45}$. Наблюдения считались равнозначными. Характерная ошибка одного измерения v_s составляет 10–20 %, ошибка измерений $R_s n_{0M}^{1/3}$ достигает 30–50 %. Наиболее неопределенные оценки скорости в объекте НВ 21 и радиуса оболочки в СТВ 1 показаны на рисунке отрезками. Построенная нами чисто эмпирическая эволюционная последовательность остатков сверхновых может быть сопоставлена со стандартными теоретическими моделями. Результаты представлены в табл. 13. Обозначив в общем виде $R \propto t^\eta$; $v \propto R^{(\eta-1)/\eta}$, мы приводим значения η и $(\eta - 1)/\eta$ для рассмотренных выше идеализированных стадий эволюции и результаты статистической обработки наблюдений.

Как следует из табл. 13, стандартная адиабатическая модель лучше всего представляет эмпирическую эволюционную последовательность в рамках ошибок наблюдений. Если принять априори, что существует перелом в области $R_s n_{0M}^{1/3} \sim 20$ пк, соответствующей началу интенсивного радиационного охлаждения, данные наблюдений могут быть с той же степенью значимости представлены ранней стадией с испарением до перелома и стадией радиационного охлаждения после перелома. Однако чисто наблюдательная последовательность не позволяет сделать статистически значимый вывод о существовании этого перелома.

К сожалению, трудно рассчитывать на существенное увеличение точности наблюдений в ближайшее время. Наибольшая неопределенность связана с оценкой радиуса, т.е. расстояния до индивидуальных объектов. Пока расстояния определяются по поверхностной радиояркости или по средней лучевой скорости туманности (или связанного с ней облака, ярких звезд и т.п.) и закону галактического вращения, трудно ожидать лучшей точности. Единственный качественно более точный метод оценки расстояния состоит в том, чтобы измерить лучевую и тангенциальную скорости одного и того же волокна в остатке. Пока такие измерения сделаны только для волокон Кассиопеи А и Крабовидной туманности. Расстояние до Петли Лебеда также определено путем сравнения лучевых и тангенциальных скоростей, но сравнивались средние значения, а не скорости индивидуальных волокон, что может дать значительную систематическую ошибку.

В рамках сегодняшней точности наблюдений, как видим, вполне можно пользоваться стандартной адиабатической моделью для оценок параметров оболочки, в частности для оценки начальной энергии E_0 . Во всяком случае, ошибка, связанная с применением этой модели для более поздних стадий эволюции, не превосходит ошибку, вносимой низкой точностью оценки радиуса. Убедившись в предыдущем параграфе в том, что условие равенства давлений за фронтом ударной волны в облачной и межоблачной среде (7.3) выполняется с точностью до множителя, равного ~ 2 , можно оценить E_0 двумя методами: по скорости ударной волны v_s и плотности межоблачной среды ρ_{0M} из соотношений (8.2) и по параметрам облачной среды $v_{обл}$, $\rho_{обл}$, пользуясь (7.3). Среднее значение начальной кинетической энергии взрыва, определяемое этими двумя методами для представленных в табл. 10 и на рис. 50 остатков, составляет $E_0 = (4 \pm 1.5) \cdot 10^{50}$ эрг (Лозинская, 1981б). Индивидуальные значения отличаются от среднего в несколько раз, для отдельных объектов — на порядок.

Возраст самых старых остатков, показанных на рис. 50, составляет в рамках адиабатической модели $(1-2) \cdot 10^5$ лет, масса сгребенного межзвездного газа достигает для наиболее проэволюционировавших объектов $(5-8) \cdot 10^3 M_\odot$. Наблюдаются ли оболочки на еще более поздних стадиях эволюции? Определяемые из соотношений (8.7) и (8.8) предельный радиус и возраст при давлении межзвездного газа $P_0/k \approx 3500 \text{ К} \cdot \text{см}^{-3}$ и энергии $E_{s1} = 0.4$ достигают $R_{\text{макс}} \approx 50 \text{ пк}$ и $t_{\text{макс}} \approx 10^7$ лет в среде с плотностью $\sim 0.2-1 \text{ см}^{-3}$. Масса газа, заключенного в такой предельно старой оболочке, должна быть около $(1-5) \cdot 10^4 M_\odot$. При отсутствии возбуждающих звезд такие остатки не видны в оптическом диапазоне, поскольку скорость расширения $v_s \lesssim 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ недостаточна для ионизации газа, а время рекомбинации первоначально нагретых и ионизованных облаков меньше возраста. При наличии возбуждающих звезд, т.е. если вспышка произошла в ОВ-ассоциации, на поздних стадиях эволюции можно ожидать образования протяженного оболочечного комплекса ионизованного газа и пыли. Такие объекты действительно наблюдаются, и мы рассмотрим их в гл. IV. Если источников ионизирующей радиации нет, предельно старые остатки сверхновых могут наблюдаться в радиодиапазоне как протяженные оболочки HI (см. Хейлес, 1979, 1984; Госачинский, Херсонский, 1983; Бычков, 1986).

Все остатки вспышек сверхновых являются источниками синхротронного радиоизлучения; этот факт был надежно установлен еще в 1959 — 1960 гг. Однако вопрос о происхождении релятивистских электронов и магнитного поля, ответственных за излучение, до конца не ясен до сих пор. Вернее, сейчас ясно, что в остатках разных типов и в разных стадиях эволюции генерация магнитного поля и релятивистских частиц происходит по-разному. В остатках вспышек сверхновых, сопровождающихся образованием компактного звездного остатка — пульсара, наблюдается также синхротронное излучение в рентгеновском и оптическом диапазонах.

Радиоизлучение остатков сверхновых исследуется очень интенсивно. Мощность потока информации определяется тем, что в радиодиапазоне, в отличие от оптического и рентгеновского, поглощение не препятствует наблюдению подавляющего большинства галактических объектов. Современные каталоги нетепловых радиоисточников — галактических остатков сверхновых — содержат около 140 объектов (Милн, 1979а; Ван ден Берг, 1983; Грин, 1984б). Выделено 38 синхротронных радиоисточников — остатков сверхновых в Магеллановых Облаках (Миллс и др., 1984; Мэтьюсон и др., 1984), 8 объектов в галактике М 33 д'Ордиери и др., 1982), 10 — в М 31 (Диккел и др., 1982).

Исследования радиоизлучения сверхновых ведутся в нескольких направлениях. Исторически первым было измерение спектральной плотности потока, и уже в 1961 г., на заре радиоастрономии, был обнаружен знаменательный факт — поток радиоизлучения Кассиопеи А уменьшается со временем примерно на 1% в год. Измерения векового ослабления Кассиопеи А продолжаются; согласно данным Иванова и др. (1982б) изменение потока на волне 31 см за период 1964–1972 гг. составляло $\Delta S = 0,92 \pm 1\%$ в год, за период 1972–1981 гг. $\Delta S = 0,41 \pm 0,08\%$ в год. Сходные результаты приводят Баарс и др. (1977): $\Delta S = (0,97 \pm 0,04) - (0,30 \pm 0,04) \lg \nu$ ГГц (см. также Виняйкин и др. (1980) и ссылки там). Обнаружены аномальные изменения потока Кассиопеи А в декаметровом диапазоне (см. тезисы докладов XII (1979) и XV (1983) Всесоюзных конференций по галактической и внегалактической радиоастрономии).

Выявлено также вековое уменьшение потока радиоизлучения еще одного облобоочного остатка SN Тихо Браге: $\Delta S = 0,4 \pm 0,5\%$ в год согласно Диккелу, Спанглеру (1979) и Иванову и др. (1982б) и $\Delta S = 0,23 \pm 0,19\%$ в год по измерениям Строма и др. (1982). Радиоизлучение молодого плериона Крабовидная туманность тоже ослабевает. По данным Аллера и Ринолдса (1985) за 1968–1984 гг. падение яркости соответствует $\Delta S = 0,167 \pm 0,015\%$ в год. Согласно Иванову и др. (1982а) уменьшение потока за 1967–1981 гг. соответствует в среднем $\Delta S = 0,2 - 0,06\%$ в год, но, возможно, оно обусловлено кратковременным более быстрым ослаблением. Ожидаемое уменьшение радиосветимости молодого плериона в рамках модели Ринолдса, Шевалье (1984) составляет около 0,26% в год для Крабовидной туманности и около 0,13% в год для 3С 58 (см. ниже).

Спектры радиоизлучения в диапазоне $\nu = 10 - 10^4$ МГц построены более чем для 100 галактических остатков; они хорошо представляются степенным законом: $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$. Спектральный индекс α для разных объектов

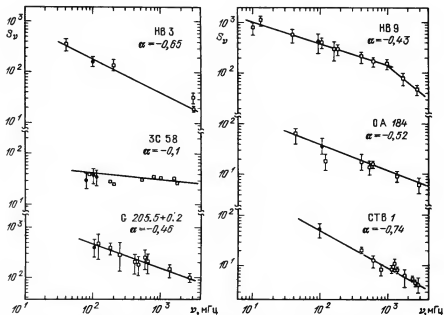


Рис. 51. Спектры радионизлучения некоторых плерионов и оболочечных остатков сверхновых, построения В.А. Удальцовым и др. (частное сообщение). Спектры Крабовидной туманности и G 0540–69.3 даны на рис. 16

заключен в пределах $0 \leq \alpha \leq 0,8$ (рис. 51). Сообщалось о зависимости α от высоты над галактической плоскостью, но последующие исследования этого не подтвердили (Лерхе, 1980; Кларк, 1976).

Как видно из рис. 51, у ряда объектов наблюдается изменение спектрального индекса с частотой. Низкочастотный завал, наблюдаемый в Кассиопее А, обусловлен свободно-свободным поглощением в плотных частично ионизованных облаках или в разреженной межоблачной среде. В нескольких остатках, в их числе Петля Лебедя, Симеиз 147, HB 9, 3C 391, G 41,1 – 0,3, W49 В, обнаружен перелом спектра в области $\nu \approx 10^3$ МГц, изменение спектрального индекса составляет $\Delta\alpha = 0,5$ (Удальцов и др., 1978; Софие и др., 1980; тезисы докл. XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии; Фюрст и Райх, 1986).

Спектр радионизлучения изменяется в процессе эволюции остатка. Мы непосредственно наблюдаем эти изменения в молодом объекте Кассиопея А: вековое ослабление потока зависит от частоты, спектр становится со временем более плоским (Диккел, Грейзен, 1979; Виняйкин, Разин, 1979; Виняйкин и др., 1980). Спектральный индекс α Кассиопеи А, определяемый по данным рис. 51, составляет в диапазоне 0,3–30 ГГц 0,770 (эпоха 1980) и изменяется на $\Delta\alpha = 1,3 \cdot 10^{-3}$ в год (Баарс и др., 1977).

Возможно, существует слабая зависимость спектрального индекса от радиуса, т.е. от возраста старых остатков (Сахибов, Смирнов, 1982), но наблюдаемый эффект может быть просто следствием селекции наблюдений. Ослабление радиояркости с ростом размера зависит от α (см. ниже

соотношение (9.12)), поэтому радиоисточники с малым α дольше видны на фоне галактического радиоизлучения.

Степень линейной поляризации большинства радиоостатков составляет 3–5%, в отдельных объектах – 20–25%, магнитное поле квазирегулярное и становится менее упорядоченным на периферии. В оболочечных остатках вектор поляризации направлен, как правило, тангенциально, но наблюдаются и крупномасштабные радиальные структуры. Обнаружена мелкаячешуйчатая структура магнитного поля Крабовидной туманности (Свинбэнк и Пулей, 1979; Мак Леан и др., 1983; Велусами, 1985), подтверждающая картину "сдерживания" магнитных силовых линий системой оптических волокон; характерный размер флуктуаций магнитного поля – не менее 0,01 пк (Вилсон и др., 1985а). Хенбест (1980) наблюдал мелкоячеистую структуру распределения яркости и линейной поляризации в остатке SN Тихо Браге; размер ячеек – не более 0,1 пк. Корреляция структуры магнитного поля с оптическими волокнами наблюдается и в старых остатках, например в Парусах XYZ (Милн, 1979б, 1980; Лерхе и Милн, 1980).

Мы кратко перечислили основные характеристики радиоизлучения остатков сверхновых, которые адекватно объясняются в рамках теории синхротронного излучения, а именно: степенной спектр со спектральным индексом, слабо меняющимся со временем; уменьшение спектральной плотности потока со временем; линейная поляризация. Теория синхротронного излучения развита и неоднократно изложена (см., например, Гинзбург, Сыроватский, 1965; Кардашев, 1962; Каплан, Пикельнер, 1963; Шкловский, 1976а), мы приведем лишь основные соотношения, необходимые для дальнейшего изложения.

Если распределение электронов по энергиям описывается степенным законом

$$N(E)dE = KE^{-\gamma}dE \quad (9.1)$$

в достаточно широком интервале энергий $E_1 - E_2$, а поле однородное, объемный коэффициент излучения равен

$$\epsilon(\nu) = a(\gamma) \frac{e^3}{mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} K\nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (9.2)$$

где m и e – масса и заряд электрона, H_{\perp} – компонента магнитного поля, перпендикулярная скорости электрона, $a(\gamma)$ – безразмерная функция. В полностью хаотическом поле коэффициент излучения имеет тот же вид, но с заменой $a(\gamma)$ на другую безразмерную функцию и H_{\perp} на H . Спектральный индекс радиоизлучения определяется энергетическим спектром релятивистских частиц:

$$\alpha = \frac{\gamma-1}{2}. \quad (9.3)$$

Границы интервала энергий электронов связаны с диапазоном частот:

$$\begin{aligned} E_1 &= 2,5 \cdot 10^{-4} [\nu_1/H\nu_1(\gamma)]^{0,5} \text{ МэВ}, \\ E_2 &= 2,5 \cdot 10^{-4} [\nu_2/H\nu_2(\gamma)]^{0,5} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (9.4)$$

Функции $a(\gamma)$, $y_1(\gamma)$, $y_2(\gamma)$ затабулированы (Гинзбург, Сыроватский, 1965; Каплан, Пикельнер, 1963).

Зная из наблюдений поток радиоизлучения и α , можно из (9.2)–(9.4) определить энергетический спектр и полную энергию релятивистских электронов, а также напряженность магнитного поля. При таких оценках обычно предполагают равными плотности энергии релятивистских частиц и магнитного поля и считают, что электронная компонента составляет около 1% космических лучей. Для молодого остатка сверхновой Кассиопея А такие оценки дают: $\alpha = 0,8$, $\gamma = 2,6$, $K = 7,5 \cdot 10^{-12}$, $H = (2-3) \cdot 10^{-4}$ Э, $E_1 \approx 50$ МэВ, $E_2 \approx 8$ ГэВ, полная энергия релятивистских электронов $W \approx 2 \cdot 10^{48}$ эрг. В типичных старых оболочках IC 443, Петля Лебеда характерные значения: $\alpha = 0,5$, $\gamma = 2$, $K = 2 \cdot 10^{-12}$, $H = (1-3) \cdot 10^{-5}$ Э; ответственными за излучение являются электроны с энергией 150 МэВ – 30 ГэВ, их полная энергия составляет $W = 5 \cdot 10^{48} - 10^{49}$ эрг.

В случае однородного магнитного поля степень линейной поляризации равна

$$p = (\gamma + 1)/(\gamma + 7/3), \quad (9.5)$$

что соответствует 70% при $\gamma = 2$. В полностью хаотическом поле поляризация отсутствует. В реальных остатках сверхновых реализуется некоторая промежуточная ситуация: поле является квазиоднородным с характерными размерами областей однородности 0,1–1 пк, степень линейной поляризации составляет 3–30%.

Наиболее существенными процессами, определяющими изменения синхротронного радиоизлучения сверхновых со временем, являются синхротронные потери и адиабатическое расширение (Кардашев, 1962). Потери энергии на синхротронное излучение зависят от энергии и магнитного поля

как $\frac{dE}{dt} \propto H_{\perp}^2 E^2$. Энергия электрона уменьшается вдвое за время

$$t = 5 \cdot 10^8 H_{\perp}^{-2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^{-1} \text{ с.} \quad (9.6)$$

При отсутствии генерации релятивистских частиц в энергетическом спектре электронов в хаотическом поле наблюдается перелом на энергии

$$E_b(t) \text{ эВ} \approx 8,3 \cdot 10^6 H_{\perp}^{-2} [\text{Э}] t^{-1} [\text{лет}], \quad (9.7)$$

а в спектре излучения – на частоте

$$\nu_b \text{ Гц} \approx 3,4 \cdot 10^8 H^{-3} [\text{Э}] t^{-2} [\text{лет}]. \quad (9.8)$$

Интенсивность синхротронного излучения до и после перелома

$$I_{\nu} < \nu_b \propto H^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}}; I_{\nu} > \nu_b \propto H^{-2} \nu^{-\frac{2\gamma+1}{3}} t^{-\frac{\gamma+5}{3}} \quad (9.9)$$

Если генерация частиц со спектром (9.1) продолжается в течение времени t , синхротронные потери приводят к накоплению электронов в области энергии E_b ; в спектре излучения наблюдается перелом на ν_b с изменением

спектрального индекса на $\Delta\alpha = 0,5$:

$$I_{\nu < \nu_b} \propto \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}} t, \quad I_{\nu > \nu_b} \propto \nu^{-\frac{\gamma}{2}}. \quad (9.10)$$

Адиабатическое расширение облака релятивистских частиц сопровождается уменьшением потока, но не меняет вид спектра. При отсутствии генерации частиц имеем

$$E = E_0 \left(\frac{R_0}{R} \right), \quad N(E, R) = K_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\gamma+2} E^{-\gamma}. \quad (9.11)$$

Если магнитный поток остается постоянным из-за вмороженности силовых линий, поле меняется при изменении объема как $H = H_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$ и спектральная плотность потока радиоизлучения как

$$S_{\nu} \propto R^3 K_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\gamma+2} H_0^{\frac{\gamma+1}{2}} R_0^{-(\gamma+1)} \nu^{-\frac{\gamma+1}{2}} \propto R^{-2\gamma}. \quad (9.12)$$

При адиабатическом расширении, сопровождающемся генерацией частиц, спектр в момент t имеет вид

$$N(E, t) = K E^{-\gamma} \frac{t}{\gamma} \left[1 - \left(\frac{t_0}{t} \right)^{\gamma} \right] \left(\frac{t_0}{t} \right)^3 \propto t^{-2} \quad (9.13)$$

и поток радиоизлучения меняется как

$$S_{\nu} \propto R^{-\gamma} \propto t^{-\gamma}. \quad (9.14)$$

Мы видели, что размер остатков сверхновых меняется за характерное время $t \approx 10^4$ лет от 1 пк до 20–40 пк. Это приводит к уменьшению яркости из-за адиабатического охлаждения облака релятивистских частиц на два-три порядка. Для сравнения оценим характерное время синхротронных потерь на частоте 1 ГГц: $t \approx 10^6$ лет при $H = 10^{-4}$ Э и $t \approx 5 \cdot 10^7$ лет при $H = 10^{-5}$ Э. Если действуют только синхротронные потери, они существенны лишь для очень высоких частот при характерном возрасте остатка 10^4 – 10^5 лет. Но вследствие расширения оболочки перелом в спектре, обусловленный синхротронными потерями, может сместиться в радиодиапазон.

Уменьшение потока радиоизлучения Кассиопеи А, предсказанное Шкловским (1960б), составляет, согласно (9.12), $S_{\nu} \propto R^{-5,08}$ при $\alpha = 0,77$, если остаток представляет собой свободно расширяющееся облако релятивистской плазмы. Мы видели в § 4, что реально наблюдаемая в Кассиопее А картина намного сложнее, тем не менее измеренное ослабление потока неплохо согласуется с ожидаемым. Считая, что объект находится в адиабатической стадии, находим ожидаемое ослабление $\Delta S/S = 0,67\%$ в год. Это грубая оценка; действительно, радиоконденсации, по всей вероятности, расширяются внутри аморфной оболочки, что приводит к уменьшению их яркости. Поскольку поток излучения конденсаций составляет около 30% общего потока Кассиопеи А, эффект может быть существенным. Часть конденсаций увеличила яркость за это время, так что более точные оценки невозможны. Учет возвратной волны, существенной на ран-

ней стадии торможения оболочки, еще уменьшает расхождения предсказанного и измеренного ослабления потока.

Считая, что остаток SN Тихо Браге также находится в адиабатической стадии и расширяется со скоростью $3000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, находим при $\alpha = 0,67$ ожидаемое ослабление потока 0,52% в год, достаточно близкое к наблюдаемому.

Эволюционные изменения, подобные описанным, могут наблюдаться в пределах одного остатка и при жизни одного поколения наблюдателей лишь в самых молодых, а потому быстро развивающихся объектах. Более поздняя стадия эволюции может изучаться лишь статистически, на базе наблюдений большого числа остатков сверхновых. Прежде чем перейти к этому анализу, остановимся на новом важном факте, установленном в последнее десятилетие. В гл. I мы убедились, что по кривой блеска, спектру сверхновой и морфологии остатка в первые сотни лет после вспышки сверхновые делятся по крайней мере на два типа. Физической основой различий молодых остатков является наличие или отсутствие пульсара — источника релятивистских частиц и магнитного поля. Наиболее отчетливо эти различия должны проявляться именно в синхротронном излучении.

Пожалуй, самым интересным достижением радиоастрономических наблюдений сверхновых за последние годы является твердо установленный факт, что радиоостатки четко делятся на два типа — "классические" оболочечные и так называемые плерионы. Термин произошел от греческого "πληρης" или "πληθωρη", что переводится как "заполненный" и обозначает остатки, радиояркость которых растет к центру. В английской литературе столь же употребительным является термин "Crab-like", но русский эквивалент "подобные Крабовидной туманности" оказался слишком громоздким.

Наиболее полный обзор данных о плерионах содержится в работах: Касулли, 1979; Вейлер, Панагиа, 1980; Вейлер, 1983. Основа современной классификации радиоостатков такова. К классу оболочечных относятся объекты, характеризующиеся следующими свойствами:

1. Радиояркость растет от центра к периферии, радиоизображение имеет вид полной или неполной оболочки.

2. Спектральный индекс больше $\alpha = 0,2$, среднее значение $\bar{\alpha} = 0,5$.

3. Слабая линейная поляризация, $p = 3-15\%$.

4. Квазирегулярная структура магнитного поля.

К классу плерионов относятся остатки сверхновых со следующими параметрами:

1. Увеличение яркости к центру, отсутствие оболочечной структуры.

2. Плоский радиоспектр $\alpha = 0-0,3$. Вейлер и Панагиа (1980) дают среднее значение $\alpha = 0,13 \pm 0,1$ по надежно отождествленным объектам и $\alpha = 0,26 \pm 0,18$ по всем плерионам, среди которых не все уверенно отождествлены.

3. Регулярная структура магнитного поля, поле преимущественно тангенциальное.

4. Линейная поляризация на высоких частотах достигает 20–30%.

Указанные морфологические и спектральные признаки плерионов и оболочек можно видеть на рис. 51 и 52. Классические плерионы демонстрируют также рис. 15 и 21, оболочки — рис. 9, 13, 22 и 26, комбинированные

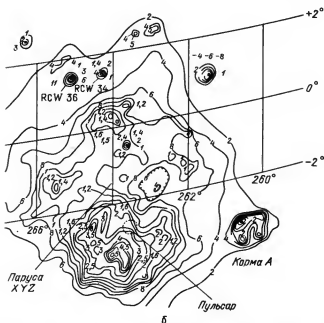
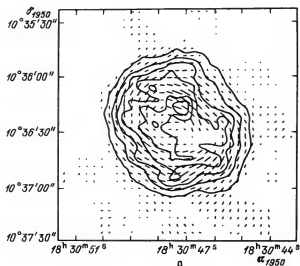


Рис. 52. Радионизображение плериона G 21.5-0.9 (а) и комбинированных остатков Паруса XYZ (б), G 326.3-1.8 (в) (по обзору Вейлера 1983) и СТВ 80 (г) (по данным Ванга, Сьюарда, 1984). На рис. г тонкой линией даны радиоизофоты, жирной – рентгеновские изофоты (см. текст). На рис. б виден оболочечный остаток Корма А, другие радиоостатки показаны также на рисунках 9, 13, 15, 21, 22, 26, 32 и 34

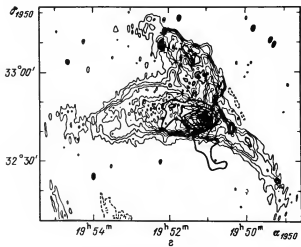
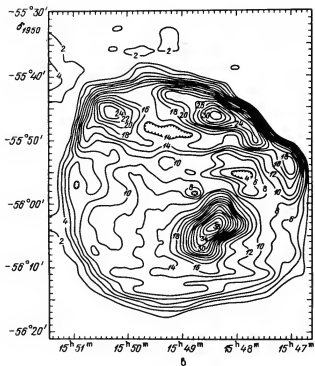


Рис. 52 (окончание)

Т а б л и ц а 14. Галактические плерионы

Название объекта	Расстоя- ние, кпк	z, пк	Размер		α	S_1 ГГц, Ян	$L (10^7 - 10^{11} \text{ Гц})$ эрг · с ⁻¹	Примечания
			угл. мин.	пк				
G 5.3-1.1	3 [1]	60	30 × 30	28 × 28	-0,2	37	$2 \cdot 10^{34}$	Возможно, связан с рентгеновским источ- ником X 5 - 1
G 21.5-0,9	15 } [2]	230 }	1,3 × 1,3	6 × 6 }	0	6,4	$1,4 \cdot 10^{35}$	Связан с рентгеновс- ким источником, яр- кость которого рас- тет к центру
	5 }	75 }		2 × 2 }			$1,5 \cdot 10^{34}$	
G 74.9+1.2 (CTB 87)	11,5 [3]	240	9,4 × 5,9	32 × 20	-0,24	8,6	$5 \cdot 10^{34}$	Рентгеновская яр- кость растет к центру. Компактный радио- источник, возможно, всегалактичес- кий [5]
G 130.7+3.1 (3C 58)	2,6	140	10 × 6	7,6 × 4,5	-0,09	33	$1,9 \cdot 10^{34}$	SN 1181, см. § 3
G 27.4+0.0	3-26 [6]	~3	4	4 - 38	-0,45			Компактный и про- тяженный рентгенов- ский источник [6].
G 184.6-5.8 (Краб. тум.)	2	200	7 × 5	4 × 3	-0,26	1000	$1,6 \cdot 10^{35}$	SN 1054, см. § 3
G 328.4+0.2 (MSH 15-57)	19 } [3] 9 } [1]	70 } 30 }	6 × 5	35 × 30 } 16 × 14 }	-0,24	15	$2,6 \cdot 10^{35}$ $5,7 \cdot 10^{34}$	Возможный плерион.
G 24.7+0.6	4,4 [4,1]	50	30 × 15 (15 × 10)	40 × 20	-0,17	20	[4]	
G 27.8+0,6	~2 [4,1]	20	50 × 30 (10 × 8)	30 × 20	-0,3	30,5	[4]	

Ссылки: 1 — Вейлер, Паиагна, 1980; 2 — Вейлер, 1983; 3 — Сахибов, Смиринов, 1982; 4 — Райх и др., 1984; 5 — Гелдзалер и др., 1984; 6 — Крисс и др., 1985.

(плерион с оболочкой, см. ниже) — рис. 32 и 34. Следует подчеркнуть, что отмеченные характеристики плерионов не всегда наблюдаются одновременно, существуют остатки с промежуточными значениями параметров, этим объясняется неуверенность некоторых отождествлений.

Список плерионов, идентифицированных в Галактике по приведенным выше признакам, представлен в табл. 14. В столбце "Примечания" даны сведения о пульсарах, точечных или протяженных нетепловых рентгеновских источниках (см. также примечания на с. 190).

Как видим, число плерионов невелико, не более 5–10% галактических остатков даже с учетом неуверенных отождествлений. В то же время, как уже отмечалось в гл. I, частота рождения плерионных и оболочечных остатков сверхновых примерно одинакова. На этом основании ряд исследователей делал вывод о коротком времени жизни плерионов. В противоположность этому автор высказал предположение, что плерионы не являются короткоживущими объектами, но превращаются в классические оболочечные остатки по мере ослабления радиоизлучения центрального плериона (Лозинская, 1980б). Действительно, мы убедились в гл. I, что плерионы образуются при вспышках СН II, связанных с массивными звездами. Кинетическая энергия выброса СН II по крайней мере не ниже, чем в СН I. Взаимодействие выброса с окружающим межзвездным веществом должно с неизбежностью приводить к ускорению релятивистских частиц и к сгущению и запутыванию силовых линий магнитного поля, вмороженного в сжимаемый газ, т.е. формировать радиооболочку (см. ниже). Характерное время превращения плериона в оболочечный радиоостаток мы оценили чисто эмпирическим путем, сравнив периоды вращения пульсаров в Крабовидной туманности и остатке Паруса XYZ. (В 1979 г., когда была выполнена работа автора, последний считался классическим оболочечным остатком. Сейчас он относится к промежуточному типу "комбинированных" остатков, и это только усиливает аргументацию.) Период вращения PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности равен $P = 0,033$ с и замедляется со скоростью $\dot{P} = 4,23 \cdot 10^{-13}$ с · с⁻¹; период вращения PSR 0833 – 45 в Парусах равен $P = 0,09$ с. Если высокая активность пульсаров в плерионах объясняется их быстрым вращением и быстрым замедлением, можно ожидать, что при замедлении вращения PSR 0531 + 21 до значения $P \approx 0,09$ с плерионное радиоизлучение Крабовидной туманности значительно ослабнет, может быть, исчезнет на фоне окружающей радиоэмиссии, и это произойдет за характерное время $t \approx 5 \cdot 10^3$ лет. Возраст остатка Паруса XYZ составляет $1,2 \cdot 10^4$ лет, и оболочечный источник радиоизлучения здесь уже полностью сформировался. Разумеется, эта оценка имеет лишь ориентировочный характер, поскольку формирование оболочечного остатка зависит от плотности межзвездной среды, а затухание плериона — от энергетики пульсара. Тем не менее она согласуется с более строгим расчетом, к которому мы перейдем ниже.

В рамках предположения о постепенном превращении плерионов в оболочечные остатки должны существовать объекты в переходной стадии, представляющие собой плерион с оболочкой. Такие объекты действительно обнаружены, их параметры суммированы в табл. 15; в каждом столбце первая строка относится к плериону, вторая — к оболочке, в СТБ 80 выделены три компоненты.

Таблица 15

Комбинированные остатки сверхновых в Галактике

Объект	Расстояние, кпк	z , пк	Размер		α	S_1 ГГц, Ян	(10^7-10^{11}) Гц·эрг·с ⁻¹	Примечания			
			угл. мин.	пк				компакт- ный рент- геновский источник	протяжен- ный рент- геновский источник	γ -источ- ник	компактный радионсточ- ник
G 6.5-0.1 (W 28)	2	3,5	1 ~40	0,6 23	-0,2 -0,4	~3 330	$6 \cdot 10^{32}$ $3,5 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть	Есть	Есть
G 29.7-0.3 (Kes 75)	7	37	0,5 3	1 6	0 -0,7	8,5	$6,6 \cdot 10^{33}$	Есть	Есть		
G 34.6-0,5 (W 44)	3	25	27 (обол.)	24	-0,3	230	$7,4 \cdot 10^{34}$		Есть, яр- кость растет к центру		
G 39.7-2.0 (W 50)	3	100	130 × 65 (обол.)	110 × 55	-0,45 -0,3	86	$1,8 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть	Есть	SS 433
G 68.9+2.8 (CTB 80)	~ 3	150	0,8 10 × 6 ~40	~0,7 9 × 5 ~35	0 -0,33 -0,84	2 100	$1,8 \cdot 10^{33}$ $1,4 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть		Есть

Таблица 15 (окончание)

Объект	Расстояние, кпк	z, пк	Размер		α	$S_{\text{Ян}}$ ГГц	$(10^7 - 10^{11})$ Гц·эрг·с ⁻¹	Примечания			
			угл. мин.	пк				компактный рентгеновский источник	протяженный рентгеновский источник	γ-источник	компактный радионисточник
G 263.9-3.3 (Паруса XYZ)	0,5	30	210 × 110 260	31 × 17 37	-0,1 -0,6	1100 650	$2 \cdot 10^{34}$ $2,6 \cdot 10^{33}$	Есть	Есть	Есть	Есть
G 320.4-1.2 (MSH 15-52)	4	85	30 (обол.)	35	-0,3	70	$3,6 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть		Пульсар
G 326.3-1.8 (MSH 15-56)	5	160	15 × 8 36	20 × 12 30	-0,1 -0,4	40 100	$7 \cdot 10^{34}$ $6,6 \cdot 10^{34}$		Есть, но оболочечного типа		
G 327.4+0.4 (Kes 27)	6	40	20 (обол.)	35	-0,6	33	$1,9 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть		Есть?
G 332.4-0.4 (RCW 103)	6	40	10 (обол.)	18	-0,5	27	$1,9 \cdot 10^{34}$	Есть	Есть		Есть?

Примечания: 1. Расстояния приняты согласно данным § 6 или по Вейлеру (1983); расстояние до СТВ 80 – по оценке Блайра и др., 1984б.
2. Бэксер и Хелфанд (1984) выявили двухкомпонентную структуру G 29.7-0.1 не только в радио-, но и в рентгеновском диапазоне: центральная синхротронная туманность окружена слабой оболочкой с более мягким спектром; расстояние до остатка, возможно, достигает 20 кпк. Новые радионаблюдения с высоким разрешением подтвердили его принадлежность к классу комбинированных.

На рис. 52 показан один из наиболее типичных представителей класса комбинированных остатков: Паруса XYZ. Объект давно и детально исследуется, поскольку имеет большой угловой размер и высокую поверхностную яркость в оптике, радио и рентгене (см. § 6). Возраст его $t \approx 12\,000$ лет оценен двумя независимыми методами: по замедлению пульсара и по скорости расширения и радиусу оболочки. Вейлер и Панагия (1980) пришли к заключению, что область Паруса X является плерионом, а области Y и Z образуют связанную с ним оболочку. Действительно, спектр радиоизлучения Парусов X является более плоским, чем Парусов YZ (см. табл. 15), линейная поляризация Парусов X достигает 20%, в то время как в остальной части оболочки не превышает нескольких процентов; взятый в отдельности источник Паруса X имеет характерную для плерионов морфологию; пульсар и связанный с ним нетепловой компактный рентгеновский источник расположены в области Паруса X.

Еще сложнее структура комбинированного источника СТВ 80 (см. рис. 52): яркое центральное ядро размером около $50''$ с плоским спектром радиоизлучения $\alpha \approx 0$ и сильной поляризацией погружено в протяженное плато с асимметричными выступами; поляризация уменьшается и спектр становится более крутым на периферии (см. табл. 15) (Ангерхофер и др., 1980, 1981; Вонг, Сьюард, 1984). Наблюдения Строма и др. (1984) с секундным угловым разрешением выявили оболочечное распределение радиояркости и степени линейной поляризации в пределах ядра, магнитное поле в центральной оболочке регулярное, тангенциально направленное. Оболочечная структура отчетливо видна в оптических лучах (Блайр и др., 1984б; Фезен, Галл, 1985). Яркие волокна, излучающие в линиях [OIII], в точности повторяют радиоструктуру; в линиях H_{α} + [NII], кроме того, видны более слабые волокна вне оболочки [OIII], образующие туманность, вытянутую в том же направлении, что и радиоплато. Эта центральная яркая туманность расширяется со скоростью около $35 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, более слабые волокна обнаружены в радиоплато и выступах. На периферии ядра найден точечный рентгеновский источник и окружающая его рентгеновская туманность с более мягким спектром; см. рис. 52 (Вонг, Сьюард, 1984). С ним совпадает компактный радиоисточник с плоским спектром. Найдены два оптических точечных объекта, возможные кандидаты на отождествление со звездным остатком вспышки (Блайр, Шилд, 1985). Нецентральное положение этого предполагаемого звездного остатка соответствует скорости $\sim 200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, если вспышка произошла в 1408 г. Вопрос о связи остатка с SN 1408 г. пока остается открытым. Если объект так молод, большой размер радиоплато и выступов требует объяснения. Возможно, излучение их связано с релятивистскими выбросами, подобными SS 433. При расстоянии 3 кпк рентгеновская светимость остатка составляет $L_{0.2-4 \text{ кэВ}} = 3.2 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, компактный источник дает около 30% потока (Вонг, Сьюард, 1984).

Возможно, к классу комбинированных остатков относится и туманность W 28, о которой мы говорили в § 6. Внутри нетепловой оболочки находится компактный радиоисточник G 6,6—0,1 с плоским радиоспектром ($\alpha = 0,2$). Радионаблюдения с помощью интерферометра со сверхдлинной базой показали, что компактный источник состоит из ядра разме-

ром $3'' \times 7''$ и более слабого гало размером $45''$. Спектр ядра соответствует $\alpha = 0,1 \pm 0,1$, степень поляризации достигает 10%. Вблизи ядра на расстоянии $1,7'$ ($1,2$ пк) обнаружен компактный рентгеновский источник (Эндриус и др., 1983). Такое смещение нетеплового рентгеновского источника относительно центра плериона наблюдается и в других остатках, в частности в Парусах XYZ.

Четко выраженной структурой — плерион с оболочкой — характеризуется не более половины комбинированных остатков; остальные отнесены к этому классу на основании того, что в оболочке наблюдается пульсар, компактный рентгеновский источник или протяженный рентгеновский источник с жестким спектром и усилением яркости к центру. Примером такой идентификации служат объекты MSH 15 — 52 и W 50, рассмотренные в § 6. Впрочем, как упоминалось в § 5, в отдельных случаях не исключено случайное совмещение в картинной плоскости проецирующихся друг на друга компактного и протяженного объектов разной природы.

Недавно выявлены нетепловые радиоисточники — возможные остатки вспышек сверхновых, непохожие ни на оболочечные, ни на плерионы, ни на комбинированные. Речь идет об объектах G 357.7 — 0.1 и G 5.3 — 1.0 (см. Шавер и др., 1985; Бэккер, Хелфанд, 1985; Хелфанд, Бэккер, 1985). Оба радиоисточника характеризуются совершенно необычной осесимметричной структурой с перпендикулярными перемычками — радиоволокнами. Поляризационные измерения свидетельствуют о регулярной структуре поля, силовые линии направлены преимущественно вдоль ярких волокон, $p \sim 10\%$, спектр радиоизлучения соответствует $\alpha \approx 0,25 - 0,45$. Оба объекта далекие, но с плохо известным расстоянием; характерный размер вдоль большой оси — около 20—50 пк. В обоих наблюдается компактный радиоисточник точно на оси симметрии, но за пределами протяженного источника, яркость которого усилена в этом направлении. Интегральная светимость в диапазоне $10^7 - 10^{11}$ Гц составляет $L(G\ 357.7 - 0.1) = 10^{35} r_{10}^2 \text{ зрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и $L(G\ 5.3 - 1.0) = 2 \cdot 10^{35} r_{10}^2 \text{ зрг} \cdot \text{с}^{-1}$, где r_{10} — расстояние в единицах 10 кпк.

Обсуждение природы этих объектов лишь начинается, их связывают с узконаправленным выбросом релятивистских частиц, скорее всего в двойных системах с релятивистской компонентой и аккрецирующим диском, подобных SS 433 (см. § 6). Возможно, к этому же новому типу принадлежит и радиоисточник G 18.95 — 1.1 (Фюрст и др., 1985).

Как объясняет современная теория происхождение магнитного поля и релятивистских частиц в плерионах и оболочечных остатках? Как это ни парадоксально, хотя исследования последних ведутся с самого начала эры радиоастрономии, а плерионы выявлены лишь недавно, природа их радиоизлучения кажется сейчас более понятной. Дело в том, что источник частиц и поля в плерионах очевиден, в то время как их происхождение в оболочечных остатках до конца не ясно, хотя рассматривается несколько механизмов ускорения частиц и усиления поля.

Главным источником энергии синхротронного радио- и рентгеновского излучения плерионов является пульсар. Об этом говорят усиление яркости к центру, а не к периферии, быстрые вариации яркости центральных жгутов Крабовидной туманности, связанные с выбросом облаков релятивистской плазмы, концентрическая структура силовых линий магнитного поля вокруг пульсара PSR 0531 + 21.

Размер протяженных источников жесткого рентгеновского излучения в плерионах меньше размера области синхротронной радиоэмиссии, и пульсар расположен в центре рентгеновского, а не радиоисточника. Это понятно, если движущийся пульсар непрерывно поставляет релятивистские электроны: время жизни электронов, излучающих в рентгене, составляет месяцы и годы, время жизни радиоизлучающих электронов — сотни лет; см. соотношение (9.6).

Не останавливаясь на спорном пока процессе рождения релятивистских частиц в пульсаре, рассмотрим (согласно Пачини, Сальвати, 1973) синхротронное излучение источника с непрерывной инжекцией релятивистских электронов и магнитного поля, считая что источником энергии является потеря энергии вращения при торможении молодого пульсара, обусловленном его магнито-дипольным излучением. Потеря энергии вращения нейтронной звезды описывается соотношением

$$L(t) = \frac{2L_0}{(1+t/\tau)^\beta}, \quad (9.15)$$

где $\beta \equiv (n+1)/(n-1)$, $n \equiv \ddot{\Omega}/\dot{\Omega}^2$, Ω — угловая скорость пульсара, t — время жизни пульсара, τ — характерное время замедления. Параметр замедления β меняется в пределах 1,8 — 2,7, для диполя $\beta = 2$, для пульсара в Крабовидной туманности $\beta = 2,3$. В эволюции плериона можно выделить три фазы. Первая ($t < R_0/v$, где R_0 — начальный радиус звезды, v — скорость расширения плериона) длится несколько дней и для нас интереса не представляет. Вторая фаза относится к периоду $R_0/v < t < \tau$; в это время радиус плериона растет, но пульсар еще не замедлится существенно и поставляет энергию с постоянной эффективностью. Третья фаза ($t > \tau$) характеризуется уменьшением инжектируемой энергии.

Полная энергия магнитного поля расширяющегося плериона $W = \frac{1}{6} H^2 R^3$ определяется уравнением

$$\frac{dW}{dt} = \frac{L_0}{(1+t/\tau)^\beta} - W \frac{v}{R}, \quad (9.16)$$

где R — радиус плериона; скорость v считается постоянной; второй член учитывает уменьшение энергии при расширении. Интегрирование (9.16) при $\beta \geq 2$ дает магнитное поле туманности в трех фазах

$$H_I^2 = H_0^2 + \frac{6L_0 t}{R_0^3}, \quad H_{II}^2 = \frac{3L_0}{v^3 t^2}, \quad H_{III}^2 = \frac{6L_0 \tau^2}{(\beta-1)(\beta-2)v^3 t^4}. \quad (9.17)$$

Радиоизлучение плериона в каждой фазе определяется притоком энергии поля и частиц от пульсара, ослаблением поля из-за расширения и уменьшением энергии релятивистских электронов из-за синхротронных и адиабатических потерь. Инжектируемый энергетический спектр частиц имеет стандартный вид (9.1) в интервале энергии $0 \leq E \leq E_{\text{макс}}$. Величина K_0 определяется условием: $L_0 = \int_0^{E_{\text{макс}}} EN(E) dE$. При этом можно считать

$N(E) = 0$ для $E > E_{\text{макс}}$ и $N(E) = 0$ при $t = R_0/v$, поскольку частицы, инжектированные в начальной фазе I, подвержены очень сильным синхротронным потерям. Используя соотношения (9.6)–(9.13), Пачини и Сальвати нашли энергетический спектр частиц в фазе II при постоянной скорости расширения плериона:

$$N(E, t) = \frac{K_0}{\gamma} t E^{-\gamma}, \quad E < E_b = \frac{2v^3 t}{3c_1 L_0},$$

$$N(E, t) = \frac{K_0 v^3 t^2}{3c_1 L_0 (\gamma - 1)} E^{-\gamma-1}, \quad E > E_b. \quad (9.18)$$

Здесь c_1 — константа. Как видим, это канонический вид спектра для случая, когда низкоэнергичные частицы теряют энергию в основном из-за адиабатического расширения, а высокоэнергичные — из-за синхротронного излучения. Отличие состоит в том, что E_b с течением времени смещается в сторону высоких энергий. Это связано с иным законом изменения поля: (9.17)

вместо $H = H_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2$ при условии сохранения магнитного потока. Спектр излучения плериона в фазе II имеет вид

$$S_\nu(t) = \frac{K_0 c_2}{2\gamma} \left(\frac{3L_0}{v^3} \right)^{\frac{\gamma+1}{4}} c_2^{\frac{\gamma-3}{2}} t^{\frac{1-\gamma}{2}} \nu^{\frac{1-\gamma}{2}}, \quad \nu < \nu_b,$$

$$S_\nu(t) = \frac{K_0}{2(\gamma-1)} \left(\frac{3L_0}{v^3} \right)^{\frac{\gamma-2}{4}} c_2^{\frac{\gamma-2}{2}} t^{\frac{2-\gamma}{2}} \nu^{-\frac{\gamma}{2}}, \quad \nu > \nu_b. \quad (9.19)$$

Константа c_2 определяется условием, что максимум излучения релятивистского электрона приходится на частоту $\nu = c_2 H E^2$.

В фазе III накачка энергии замедляется:

$$N(E, t) = \frac{K_0}{(1+t/\tau)^\beta} E^{-\gamma} \approx K_0 \left(\frac{\tau}{t} \right)^\beta E^{-\gamma}. \quad (9.20)$$

Перелом в энергетическом спектре

$$E_b = \frac{t^3}{M\tau^4}, \quad M = \frac{3L_0 c_1}{2(\beta-1)(\beta-2)v^3\tau^2} \quad (9.21)$$

быстро смещается с течением времени. В эволюции энергетического спектра Пачини и Сальвати различают два случая.

Случай А: максимальная энергия инжектируемых частиц не превышает энергию синхротронного перелома в момент $t = \tau$: $E_b(\tau) > E_{\text{макс}}$ и существуют только адиабатические потери. В интервале энергий $0 < E < E_{\text{макс}} \frac{\tau}{t}$ частицы, инжектируемые до и после момента $t = \tau$, имеют в момент наблю-

дений энергетический спектр соответственно

$$N(E, t) = \frac{K_0 \tau^\gamma}{\gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma} \text{ и } N(E, t) = \frac{K_0 \tau^\gamma}{\beta - \gamma} t^{1-\gamma} E^{-\gamma}. \quad (9.22)$$

Спектр высокоэнергичных частиц $E_{\text{макс}} \frac{\tau}{t} < E < E_{\text{макс}}$ определяется только "свежими" частицами и имеет вид

$$N(E, t) = \frac{K_0 \tau^\beta E^{\beta-\gamma}}{\beta - \gamma} t^{1-\beta} E^{-\beta}, \quad (9.23)$$

т.е. зависит не от инжектируемого спектра, а от темпа замедления пульсара.

В случае В $E_b(\tau) < E_{\text{макс}}$ энергетический спектр определяется адиабатическими и синхротронными потерями. В разных интервалах энергии выделяются три компоненты спектра $N(E) \propto E^{-k}$ с показателем степени k , равным γ , $\frac{1}{4}(\beta + 3\gamma)$ и $(\gamma + 1)$. После достижения момента $t_* = (M\tau^4 E_{\text{макс}})^{1/3}$,

соответствующего $E_{\text{макс}} = E_b$, эволюция опять определяется только адиабатическими потерями. Изменение плотности потока синхротронного излучения с частотой и со временем характеризуется показателями, приведенными в табл. 16.

Разумеется, реальный плерион может сильно отличаться от представленной идеализированной схемы. Наиболее серьезные следующие упрощающие предположения:

1. Степенной закон генерации частиц считается постоянным, хотя в реальных пульсарах, безусловно, меняется со временем.

Т а б л и ц а 16

Синхротронное излучение плериона в адиабатической стадии $t > \tau$ согласно Пачини, Сальвати (1973). Частота переломов: $\nu_{\text{кр}} \propto t^{-4}$, $\nu_b \propto t^{-4}$. Спектральная плотность потока $S_\nu \propto t^q \nu^\alpha$

	q	α	ν
Случай А	-2γ	$(1 - \gamma)/2$	$\nu < \nu_{\text{кр}}$
	-2β	$(1 - \beta)/2$	$\nu > \nu_{\text{кр}}$
Случай В	-2γ	$(1 - \gamma)/2$	$\nu < \nu_{\text{кр}}$
$t < t_*$	$-(\beta + 3\gamma)/2$	$(4 - \beta - 3\gamma)/8$	$\nu_{\text{кр}} < \nu < \nu_b$
	$2 - \beta - \gamma$	$-\gamma/2$	$\nu > \nu_b$
Случай В	-2γ	$(1 - \gamma)/2$	$\nu < \nu_{\text{кр}}$
$t > t_*$	$-(\beta + 3\gamma)/2$	$(4 - \beta - 3\gamma)/8$	$\nu_{\text{кр}} < \nu < \nu_b(t_*) \frac{t_*^4}{t^4}$
	-2β	$(1 - \beta)/2$	$\nu > \nu_b(t_*) \frac{t_*^4}{t^4}$

2. Весьма условны предположения о законе изменения магнитного поля. Мы вообще пока мало знаем о механизме генерации магнитного поля и релятивистских частиц вращающейся нейтронной звездой.

3. Пульсар считался единственным источником энергии и плерион рассматривался вне связи с выброшенной при вспышке оболочкой и сгребаемым околозвездным газом, хотя их взаимодействие существенно определяет динамику каверны, заполненной "пульсарным ветром" — релятивистской плазмой с магнитным полем.

В несколько более общем виде, принимая изменение радиуса плериона со временем в виде $R \propto t^\eta$ (у Пачини и Сальвати было $\eta = 1$), изменение магнитного поля в виде $H \propto t^{-b}$ и не требуя равенства энергий, поставляемых пульсаром полю и частицам, а считая постоянным их отношение, задачу решили Риолдс и Чанан (1984).

Как выглядят наблюдаемые плерионы в рамках этой идеализированной схемы? Принимая для оценки времени замедления τ закон торможения при магнито-дипольном излучении

$$P^2 = P_0^2 \left(1 + \frac{2\dot{P}_0 t}{P_0} \right), \quad (9.24)$$

можно связать τ с наблюдаемыми параметрами P , \dot{P} и t :

$$\tau \approx \frac{P_0}{2\dot{P}_0} = \frac{P}{2\dot{P}} - t. \quad (9.25)$$

Для пульсара PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности $t = 930$ лет, $P = 0,03$ с, $\dot{P} = 4,2 \cdot 10^{-13}$ с \cdot с $^{-1}$, что дает $\tau \approx 300$ лет. Интегрируя (9.15) при $\beta = 2$, можно показать, что пульсар передает плериону около 50% энергии вращения за характерное время τ . Это означает, что переход из фазы II в фазу III характеризует переход из стадии формирования плериона в стадию его адиабатического расширения (Вейлер, Панагия, 1980). Сравнивая с результатами § 8, убеждаемся, что характерное время τ близко к времени t перехода выброшенной при вспышке газовой оболочки из стадии свободного разлета в стадию адиабатического расширения $t \leq 10^3$ лет.

Кинетическая энергия вращения пульсара в Крабовидной туманности составляет около 10^{49} эрг; сравнивая со средней кинетической энергией выброшенного при вспышках SN II вещества $E_0 \approx 5 \cdot 10^{50}$ эрг, видим, что наличие пульсара не должно сильно сказываться на кинематике оболочки даже в начальный период и тем более — на поздних стадиях эволюции. Это объясняет, почему полученная в предыдущем параграфе эволюционная последовательность остатков сверхновых представляет единую совокупность объектов, несмотря на существование вспышек двух типов. В самой Крабовидной туманности из-за низкой скорости разлета волокон потеря энергии вращения пульсара сравнима с кинетической энергией выброшенной оболочки, и именно поэтому пульсарный ветер, как мы убедились в § 3, в конечном счете определяет кинематику и свечение туманности.

Как только частота перелома $\nu_{кр}$ в спектре синхротронного излучения перемещается в радиодиапазон, яркость плериона резко падает с частотой и со временем. Плерион перестает наблюдаться в радиодиапазоне, превра-

щаяся сначала в комбинированный, а затем в оболочечный источник. Если плотность окружающего газа велика, это превращение происходит существенно раньше полного затухания плернона; именно такие объекты наблюдаются как комбинированные радиоостатки.

Рентгеновское излучение плернонов имеет синхротронную природу. В комбинированных остатках, как, например, в Парусах XYZ, наряду с синхротронной рентгеновской эмиссией релятивистских электронов, инжектируемых пульсаром, наблюдается тепловое рентгеновское излучение плазмы за фронтом ударной волны (см. § 7).

Синхротронный механизм рентгеновского излучения плернонов и его связь с центральным пульсаром подтверждаются тем, что яркость растет к центру, спектр (в тех объектах, в которых исследован) характеризуется степенным законом, в Крабовидной туманности наблюдается сильная линейная поляризация (Бэккер, 1983).

Синхротронное оптическое излучение инжектируемых пульсаром релятивистских частиц пока обнаружено лишь в одном объекте кроме Крабовидной туманности — в остатке 0540 — 69.3 в БМО (см. § 3). Хотя строгая количественная интерпретация результатов наблюдений этой туманности пока затруднительна из-за малого объема информации, некоторые грубые оценки можно сделать. Общий наклон спектра синхротронного излучения 0540 — 69.3 (см. рис. 16) дает $\alpha = 0,8$ в области от радио до рентгеновских частот, что соответствует энергетическому спектру релятивистских частиц $N(E) \propto E^{-2,6}$. Радиус плернона по уровню $0,1 I_{\text{макс}}$ равен $4''$; это соответствует линейному радиусу 1 пк и объему излучающей области $V \approx 10^{56} \text{ см}^3$. Соотношения (9.2) — (9.4) позволяют найти напряженность магнитного поля в плероне $H \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ Э}$ и полную энергию поля и частиц $W \approx 10^{47} \text{ эрг}$, что не превышает 2% потери энергии вращения пульсара за время жизни $t \approx P/2\dot{P} = 1,7 \cdot 10^3 \text{ лет}$ при темпе потери $L \approx 1,5 \cdot 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$; см. Чанан и др. (1984) и § 5. (Анализ, проведенный Ринолдсом (1985) с учетом взаимодействия пульсарного ветра с выброшенной оболочкой (см. ниже), дает более высокую напряженность магнитного поля в пульсарной каверне, но оценки остаются самосогласованными.) При $H = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Э}$ определяемое соотношением (9.6) время синхротронных потерь излучающих в рентгене частиц составляет около 20 лет. Поскольку переток в спектре между рентгеновским и оптическим диапазоном отсутствует, можно думать, что вся эта область спектра определяется синхротронными потерями и соответствующий энергетический спектр инжектируемых частиц имеет вид $N(E) \propto E^{-1,6}$, близкий к спектру радиоизлучения Крабовидной туманности. Ожидаемая частота перелома в спектре 0540 — 69,3 при $H \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ Э}$ и $t \approx 10^3 \text{ лет}$ составляет $\nu_b \approx 10^{14} \text{ Гц}$. Экстраполируя найденный с учетом синхротронных потерь оптический и рентгеновский спектр в области радиочастот, можно видеть, что ожидаемый поток $S_{1 \text{ ГГц}} \approx 0,1 \text{ Ян}$ составляет лишь 10% наблюдаемого; см. Чанан и др., 1984. Таков вклад радиоизлучения частиц, инжектируемых пульсаром; остальные ~90% потока, по всей вероятности, излучаются в оболочке. Начальная энергия вращения пульсара по оценке Ринолдса (1985) соответствовала $(1,5-4,2) \cdot 10^{49} \text{ эрг}$, начальный период вращения $P_0 = 30 \pm 8 \text{ мс}$, что достаточно близко к характеристикам пульсара в Крабовидной туманности.

Поскольку адиабатическое охлаждение релятивистских частиц существенно определяет светимость птериона, учет реальной динамики облака релятивистской плазмы, взаимодействующего с веществом выброса и сгребаемым межзвездным газом, является следующим необходимым шагом в исследовании эволюции остатков этого типа. Этот шаг сделан Ринолдом и Шевалье (1984). Рассмотрены два варианта связи инжектируемых пульсаром частиц и магнитного поля. В первом, как и в расчетах Пачини и Сальвати, их взаимодействием пренебрегают, так что в процессе эволюции

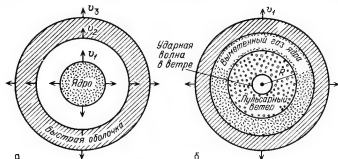


Рис. 53. Двухкомпонентный выброс — ядро и быстрая оболочка (а) и схема взаимодействия пульсарного ветра с выбросом (б) в модели Ринолда и Шевалье (1984)

энергия поля и частиц меняется независимо (модель обозначена далее символом "NE"). Во второй модели (обозначенной "E") из-за взаимодействия частиц с полем все время сохраняется условие примерного равенства их энергии. Выброс также моделируется двояко: однородная оболочка или быстрорасширяющаяся оболочка (масса оболочки M_s) с медленно расширяющимся внутренним слоем более плотного вещества ядра (масса ядра $M_c < M_s$), см. рис. 53. В случае двухкомпонентного выброса расчеты проводились для скорости внешнего края вещества ядра $v_1 = 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и скоростей внутреннего и внешнего края оболочки соответственно $v_2 = 3000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $v_3 = 8000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

В начале эволюции облако инжектируемых релятивистских частиц с полем (пульсарный ветер) расширяется в однородном веществе ядра, сгребая его в оболочку. Пока накачка энергии пульсаром продолжается, расширение происходит с ускорением и масса сгребаемой оболочки растет. Когда приток энергии ослабевает, облако релятивистских частиц перестает догонять вещество выброса, но продолжает расширяться без замедления, пока не подвергнется действию обратной ударной волны. Если сгребаемое вещество ядра, расширяясь с ускорением, догоняет быструю оболочку до появления возвратной волны, их взаимодействие приводит к сложному перераспределению плотности и скорости (последняя быстро становится постоянной). После прохождения возвратной волны давление в выбросе, сгребаемое пульсарным ветром, выравнивается с давлением за фронтом основной волны в адиабатической стадии, и радиус облака релятивистской плазмы меняется со временем по закону $R \propto t^{0.3}$, т.е. расширение быстро замедляется.

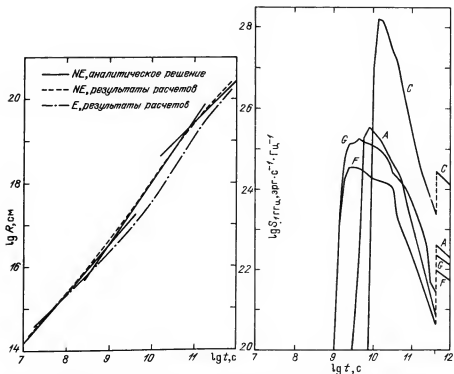


Рис. 54. Изменение радиуса плерiona со временем для двух численных моделей Ри-нолдса и Шевалье (1984). Здесь и на рис. 55, 56, 57 обозначено: E – расчеты при условии равенства энергии магнитного поля и релятивистских частиц, NE – в отсутствие равенства энергии поля и частиц. Сплошной линией показано аналитическое решение

Рис. 55. Изменение радиосветимости плерiona: F – однородный выброс (NE), A – выброс ядра с оболочкой (NE), G – однородный выброс (F), C – выброс ядра с оболочкой (E) (см. подпись к рис. 54). Резкий скачок, связанный с прохождением ударной волны, показан штриховой линией

Эти чисто динамические изменения накладываются на изменение темпа инъекции со временем и сопровождаются рассмотренными выше "в чистом виде" изменениями энергетического спектра релятивистских электронов и магнитного поля из-за адиабатических и синхротронных потерь.

В эволюции облака релятивистских частиц, взаимодействующего с выброшенным веществом, можно выделить четыре этапа. В первой стадии облако расширяется в веществе ядра (или в однородном выбросе) до тех пор пока не сгребет его полностью, или пока не упадет темп накачки энергии в момент $t = \tau$. Если первое произойдет раньше, начнется вторая стадия, во время которой оболочка постоянной массы продолжает ускоряться пульсарным ветром. Третья фаза начинается в момент $t = \tau$; если выброс не сгребется полностью до начала эффективного замедления пульсара, плерion непосредственно переходит из фазы I в фазу III. Начало четвертого этапа связано с прохождением возвратной волны.

Момент возникновения возвратной волны можно найти из соотношения

$$t_{\text{воз}} \approx 10^4 \left(\frac{M_0}{15 M_\odot} \right)^{5/6} E_{51}^{-1/2} n_0^{-1/3} \text{ лет.} \quad (9.26)$$

Для $M_0 = 1 M_\odot$, $n_0 = 0,1 - 1 \text{ см}^{-3}$ имеем $t_{\text{воз}} \approx 10^3$ лет. Сжатие облака релятивистских частиц с полем возвратной волной резко увеличивает синхротронные потери и меняет светимость плериона в момент $t_{\text{воз}}$. Светимость скачком возрастает после монотонного падения и затем уменьшается более медленно. Конечные результаты анализа, проведенного Риолдсом и Шевалье, суммированы на рис. 54–57. На рис. 54 представлено изменение радиуса плериона со временем; рис. 55 показывает изменение синхротронной радиосветимости для двух случаев: равенства энергии магнитного поля и релятивистских частиц (E) и отсутствие равенства (NE) и для двух моделей выброса: однородной оболочки (кривые F и G) и оболочки с ядром (кривые A и C). Резкий рост интенсивности на ранней стадии связан

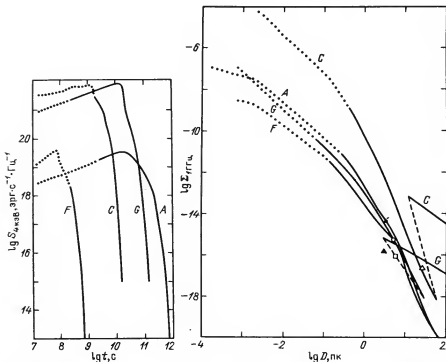


Рис. 56. Изменение рентгеновской светимости плериона со временем. Обозначения те же, что и на рис. 54, 55. Область сильного поглощения показана пунктиром

Рис. 57. Рассчитанная Риолдсом и Шевалье $\Sigma(D)$ -зависимость для плерионов; обозначения те же, что на рис. 54, 55. Штрихами показана область сильного поглощения. Значками даны результаты наблюдений плерионов: темный кружок – Крабовидная туманность, темный треугольник – G 29.7 – 0.3, светлый кружок – G 21.5 – 0.9, светлый квадрат – 3C 58, светлый треугольник G 74.9+1.2

с двумя эффектами. В самом начале, в течение года-двух после рождения пульсара, из-за очень высокой напряженности магнитного поля для энергии электронов, излучающих на частоте ν , имеем $E_\nu \equiv 7 \cdot 10^{-10} (\nu/H)^{1/2} < m_e c$; соответственно спектр на частоте $\nu < \nu_0 = 1,82 \cdot 10^{18} (m_e c^2)^2$ Н имеет вид $L_\nu < \nu_0 = L_{\nu_0} (\nu/\nu_0)^{1/3}$, где L_{ν_0} — каноническая синхротронная светимость (Ринолдс, Шевалье, 1984). Второй эффект, более продолжительный, — свободно-свободное поглощение в оболочке, которое быстро уменьшается по мере расширения выброса за характерное время

$$t_{\text{св-св}} \approx 500 T_4^{-3/10} \left(\frac{M_c}{2M_\odot} \right)^{-1/5} \left(\frac{v_1}{300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right)^{-1} \nu_9^{-2/5} \text{ лет.} \quad (9.27)$$

Здесь: T_4 — температура свободно разлетающегося выброса в единицах 10^4 К, ν_9 — частота в единицах 10^9 Гц. (Поглощение в быстро расширяющейся оболочке существенно меньше, чем в ядре.) Таким образом, если только вещество выброса не слишком горячее или не обладает большой скважностью, плерион не виден в радиодиапазоне первые 100 — 200 лет. Впрочем, возможно, скважность выброса возникает из-за неустойчивости Рэлея — Тейлора на границе пульсарного ветра и выброса в самом начале расширения плериона (см. Бандьера и др., 1984), и оболочка становится прозрачной существенно раньше. (На самой ранней стадии развития оболочечных остатков сверхновых радиоизлучение тоже отсутствует, но по другой причине, см. ниже.) Скачок светимости на поздней стадии $t \approx t_{\text{воз}}$ связан с возвратной ударной волной. Поскольку возвратная ударная волна резко и сложным образом меняет светимость облака релятивистских частиц, область от $t_{\text{воз}}$ до $2t_{\text{воз}}$ показана на рис. 55 лишь условно штриховой линией.

Изменение синхротронной рентгеновской светимости плериона приведено на рис. 56; расчеты сделаны для тех же моделей. Точками показана область сильного поглощения до момента

$$t_{(\tau_X=1)} = 60 \left(\frac{h\nu}{4 [\text{кэВ}]} \right)^{-4/3} \left(\frac{M_c}{2M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{v_1}{300 [\text{км} \cdot \text{с}^{-1}]} \right)^{-1} [\text{лет}] \quad (9.28)$$

и для более раннего в случае однородного выброса.

Учитывая разное и немонотонное изменение светимости плериона в радио- и рентгеновском диапазонах, следует признать, что наблюдаемое отношение $L_X/L_{\text{радио}}$ не может служить критерием возраста, как полагают многие авторы (см., например, Бэккер и др., 1982; Бэккер, 1983).

Несмотря на сильные различия для разных моделей, общая тенденция изменения радиосветимости со временем сохраняется: при $t < \tau$ и $\nu > \nu_b$ $L_\nu \propto t^{b(2-\gamma)/2}$, т.е. светимость растет со временем; впрочем, свободно-свободное поглощение может затушевывать этот рост. (Здесь b — показатель степени, определяющий изменение напряженности магнитного поля: $H \propto t^{-b}$.) После перелома в спектре релятивистских частиц светимость меняется как $L_\nu \propto t^{1-b(\gamma+1)/2} \propto t^{-0,6}$ до момента $t = \tau$. После $t = \tau$ светимость резко падает: $L_\nu \propto t^{-2} \div t^{-4}$. В IV стадии после прохождения возвратной ударной волны светимость плериона меняется медленно: $L_\nu \propto t^{-1}$.

На рис. 57 показана зависимость поверхностной радиояркости плериона $\Sigma_\nu \equiv L_\nu/4\pi r^2$ от линейного диаметра D , так называемая $\Sigma(D)$ -зависимость.

Эта зависимость сыграла важную роль в исследовании природы остатков сверхновых, поскольку, с одной стороны, является чисто наблюдательным тестом теории синхротронного радиоизлучения остатков, с другой стороны, дает эмпирический метод оценки расстояния до сверхновой. Разные расчетные модели обозначены на рисунке теми же символами; точками показана область, где поглощение препятствует наблюдениям плерионов. На кривых даны метки времени. Резкий скачок на поздней стадии ($t \approx t_{\text{в.о.з}}$) связан с возвратной ударной волной. Плерионы с более или менее надежно измеренным расстоянием показаны на теоретической $\Sigma(D)$ -зависимости. Как видим, согласие наблюдений с предсказаниями теории вполне удовлетворительное, несмотря на большой произвол в выборе многочисленных параметров, определяющих динамику облака релятивистских частиц, изменение магнитного поля и спектр инжектируемых частиц.

Наиболее слабое звено из принятых в работе упрощающих допущений выявилось непосредственно при сравнении с наблюдениями: спектр энергии инжектируемых частиц плохо представляется единым степенным законом (9.1). Наблюдаемая радиосветимость плерионов согласуется с расчетной в предположении единого энергетического спектра, но рентгеновская светимость оказывается слишком высокой. Иными словами, спектральный индекс синхротронного излучения в диапазоне от радио до рентгеновских энергий не согласуется с предсказаниями теории. Эту трудность можно обойти, если предположить существование двухкомпонентного спектра инжектируемых релятивистских частиц: за радиодиапазон скорее всего ответственны релятивистские электроны, образующиеся у поверхности пульсара; излучающие в рентгене высокоэнергичные электроны, возможно, образуются вблизи светового цилиндра или ускоряются ударными волнами в области пульсарного ветра (Ринолдс, Шевалье, 1984; Ринолдс, Чанан, 1984).

Сразу следует отметить, что наблюдательный материал, позволяющий построить эмпирическую эволюционную $\Sigma(D)$ -последовательность для плерионов, пока еще очень беден. Галактических плерионов с измеренным расстоянием мало, и не все они достаточно хорошо исследованы в рентгеновской области. Плерионов же в близких галактиках, расстояние до которых можно считать известным, мы практически почти не знаем.

В исследовании природы оболочечных остатков сверхновых сложилась противоположная ситуация. Наблюдения большого числа галактических и внегалактических объектов этого типа позволили построить вполне надежную эмпирическую $\Sigma(D)$ -последовательность, отражающую падение радиояркости с ростом диаметра, т.е. с возрастом. В то же время вопрос о генерации релятивистских частиц и магнитного поля в оболочечных остатках до сих пор обсуждается; по всей вероятности, их происхождение в молодых и старых объектах различно.

В 1960 г. И.С. Шкловский получил соотношение

$$\Sigma \propto D^{-4\alpha-4}, \quad (9.29)$$

описывающее изменение радиояркости при адиабатическом расширении сферического облака релятивистской плазмы. Это соотношение позволяет оценить расстояние до сверхновой по наблюдаемым угловому размеру и радиояркости, если коэффициент пропорциональности определен по ка-

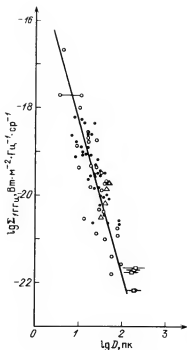


Рис. 58. Эмпирическая зависимость радиояркости от диаметра остатков сверхновых, построенная автором. Светлыми кружками даны галактические остатки сверхновых (по ним проведена прямая, соответствующая (9.30)), темными остатки в БМО, М 33 и М 31, квадратиками — крупномасштабные Петли галактического радиоизлучения (см. § 10); треугольниками показаны оболочечные компоненты галактических комбинированных остатков W 28, G 326 + 1.8, CTB 80 и Паруса XYZ

либровочным объектам с известным расстоянием и при существенном предположении, что все остатки представляют собой эволюционную последовательность однородных объектов. Последнее заведомо неверно, тем не менее радионаблюдения дают достаточно надежный, а для большинства объектов и единственный метод оценки расстояния. Для калибровки зависимости Σ от D служат объекты, расстояние до которых определено путем сравне-

ния лучевых и тангенциальных скоростей волокон, по наблюдениям в линии 21 см и других радиолиниях в поглощении, по фотометрическому расстоянию возбуждающих звезд близких областей Н II, по блеску исторических сверхновых в максимуме.

Построение эмпирической зависимости $\Sigma(D)$ по тщательно отобраннным калибровочным источникам проводилось рядом авторов, в том числе Поведой, Волчером, Милном, Иловайским и Леке. Число калибровочных источников не превышало 10–15, была получена зависимость в форме $\Sigma \propto D^{-\beta}$, причем β менялось от 2,7 до 4,5 по разным оценкам. Кларк и Касуэлл (1976) составили наиболее полный каталог радиоостатков на базе наблюдений с помощью радиотелескопов в Парксе и Молонгло с разрешением 3–4' на 408 МГц и 5 ГГц и сделали ряд новых оценок расстояния по поглощению в линии 21 см. Они получили $\Sigma(D)$ -зависимость с переломом: $\beta = 3$ для $\Sigma_{408 \text{ МГц}} \geq 3 \cdot 10^{-20} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ и $\beta = 10$ для более слабых. Касуэлл и Лерхе (1979) и Милн (1979а), опираясь главным образом на этот каталог, ввели коррекцию расстояний, учитывающую высоту над галактической плоскостью; зависимость была найдена в форме $\Sigma \propto D^{-3} e^{-|z|/175 \text{ пк}}$ в первой и $\Sigma \propto D^{-4} e^{-|z|/66 \text{ пк}}$ во второй работах. Коррекция учитывает градиент плотности газа и напряженности магнитного поля в направлении, перпендикулярном плоскости галактики.

Современные каталоги (Кларк, Касуэлл, 1976; Милн, 1979а; Грин, 1984б) содержат около 40 калибровочных источников, но для полови-

ны из них известна лишь нижняя граница расстояния. Ошибки оценки расстояния до некоторых остатков достигают 50–100%, примером может служить IC 443 (см. § 6). Расстояния до исторических сверхновых, найденные по блеску в максимуме, также имеют небольшую точность: например, расстояние до Сверхновой Кешлера было изменено с 10–12 кпк до 3 кпк (§ 2). В работе Сахибова и Смирнова (1983) собраны все современные оценки расстояния разными методами, но, хотя число калибровочных источников существенно увеличено авторами, не со всеми их выводами можно согласиться. В частности, вызывает сомнение сильная ре-визия расстояния до Петли Лебеда.

В этой ситуации каждый новый калибровочный источник с надежно измеренным расстоянием существен для уточнения эмпирической зависимости. Исследования кинематики оптических остатков сверхновых позволили автору найти кинематическое расстояние (определяемое средней скоростью с учетом эффекта расширения оболочки) для шести новых калибровочных источников и уточнить расстояние еще до трех объектов. Эмпирическая зависимость $\Sigma(D)$ с учетом этих новых калибровочных остатков показана на рис. 58.

Как видим, эти новые измерения расстояний продолжили зависимость в наименее определенную область слабых протяженных объектов. На рисунке показаны также крупномасштабные Петли галактического радиоизлучения, о природе которых мы будем говорить в следующем параграфе. Прямая, проведенная методом наименьших квадратов по галактическим остаткам вспыхек сверхновых, соответствует зависимости

$$\Sigma_{\text{ГГЦ}}, \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} = 1,4 \cdot 10^{-15} \cdot D^{-3,4} \text{ пк}; \quad (9.30)$$

При этом 95%-ный доверительный интервал соответствует $\beta_1 = -2,9$, $\beta_2 = -5,7$ (Лозинская, 1981). Перелом в области $D \approx 30$ пк, найденный Кларком и Касуэллом, по нашим данным подтвердился. Вероятно, он был связан с малым числом калибровочных источников большого размера.

На рис. 58 показаны также остатки сверхновых в близких галактиках БМО, М31, М33, по данным Милна и др. (1980), Саббадина (1979), Беркхьюзен (1983). Они не отличаются существенно от галактических объектов, что доказывает однородность сверхновых в четырех галактиках.

Как следует из рис. 58, построенная главным образом по оболочечным остаткам сверхновых эмпирическая $\Sigma(D)$ -зависимость представляет собой однородную эволюционную последовательность. В рамках нашего предположения о превращении плерионов в оболочечные радиоисточники можно ожидать, что оболочки комбинированных остатков сверхновых удовлетворяют той же зависимости яркости от размера. Для проверки мы нанесли на график яркость оболочечных компонент комбинированных остатков сверхновых с известным расстоянием Паруса XYZ, W 28, STW 80, G 326.3–1.8 (показаны треугольниками). Они хорошо ложатся на эволюционную последовательность "классических" оболочечных остатков, что подтверждает концепцию превращения плерионов в оболочечные остатки по мере затухания плериона и сгребания межзвездного газа. Следовательно, можно думать, что среди более чем сотни старых галактических

оболочечных остатков 30–50% принадлежали раньше к классу плерионов, так как такова доля плерионов среди исторических остатков (см. гл. I).

Эволюционная последовательность радиоостатков, построенная чисто наблюдательным путем без привлечения каких-либо теоретических моделей, не согласуется с ожидаемым соотношением (9.29). При среднем для оболочечных остатков значении $\alpha \approx 0,5$ ожидаемый наклон $\Sigma(D)$ -зависимости составляет $\beta \approx 6$ вместо наблюдаемого $\beta = 3,5$. Это означает, что сделанные при выводе (9.29) предположения плохо отражают реальную ситуацию в остатках сверхновых. Предположения эти таковы: 1 – инжекция релятивистских частиц прекращается в самом начале эволюции; 2 – остаток представляет собой адиабатически расширяющееся облако релятивистских частиц, замороженных в хаотическое магнитное поле; 3 – поле меняется по закону $H \propto R^{-2}$.

Для согласования теории с наблюдениями необходимо ввести какой-то механизм усиления магнитного поля и ускорения релятивистских частиц. В частности, наблюдениям лучше удовлетворяет модель оболочки, в которой сохраняется полная энергия поля и частиц, т.е. происходит подкачка энергии, восполняющая потери на адиабатическое расширение (Шкловский, 1976б). Наблюдаемое "уплощение" спектра синхротронного излучения Кассиопеи А также свидетельствует об ускорении частиц, так как все описанные в начале параграфа изменения энергетического спектра приводят либо к сохранению, либо к росту спектрального индекса со временем.

Механизм усиления магнитного поля в молодых оболочечных остатках сверхновых предложен Галлом (1973). Проведенное им численное решение уравнений газодинамики, описывающих эволюцию молодых оболочек, показало, что в момент, когда отношение масс стреленного и выброшенного вещества достигает 0,1 – 1, за фронтом возникает область, неустойчивая по критерию Рэлея–Тейлора. Неустойчивость приводит к сильным конвективным движениям преимущественно в радиальном направлении. Конвекция усиливает магнитное поле из-за запутывания силовых линий, замороженных в газ оболочки. Начальное поле в этой схеме может быть межзвездным, усиленным в несколько раз при сжатии газа на фронте ударной волны. Усиление поля в зоне конвекции продолжается до тех пор, пока плотность магнитной энергии не сравняется с плотностью кинетической энергии конвективных движений. При расширении оболочки сверхновой в однородной среде, а именно этот случай рассмотрен Галлом, неустойчивость возникает только на контактной поверхности между выбросом и сгребенным газом. В среде с неоднородной плотностью появляется широкая зона турбулентных движений, вызванных неустойчивостью Рэлея–Тейлора (Ширки, 1978). Область усиления поля из-за запутывания охватывает в этом случае около 1/3 радиуса молодого остатка. Усиление синхротронной эмиссии в этой области, возможно, объясняет оболочечную структуру радиоизображения Кассиопеи А и остатков SN Тихо Браге, SN1006 г и Кеплера (см. гл. I).

Интересно, что согласно расчетам Галла максимальная радиояркость оболочки

$$\Sigma_{\text{макс}} \propto n_0 \frac{7+3\alpha}{6} M_0 \frac{(7+3\alpha)}{6} \frac{1+5\alpha}{E_0^2} \quad (9.31)$$

достигается в момент

$$t_0 \approx 150 n_0^{-1/3} E_{51}^{-1/2} M_0^{5/6} \text{ лет.} \quad (9.32)$$

При характерных значениях $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 5 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$ и $M_0 = 1-2 M$ время усиления яркости оболочечного остатка $t_0 \approx 200-400$ лет оказывается равным времени формирования плериона $\tau \approx 300$ лет. В дальнейшем яркость объектов обоих типов падает из-за адиабатического расширения.

Ускорение релятивистских частиц также может быть связано с зоной турбулентных движений в молодых остатках. В литературе последних лет рассматриваются две возможности: ускорение плазменными волнами (см. обзоры Кадомцева, Цытовича, 1970; Гинзбурга и др., 1973) или статистическое ускорение механизмом Ферми I рода при многократном пересечении космическими частицами фронта ударной волны ((см. Белл, 1978а,б; Блэндфорд, Острайкер, 1980; Крымский, Петухов, 1980; Прищеп, Птускин, 1981; Буланов и Соколов, 1984 и ссылки там). Статистическое ускорение Ферми обеспечивает наблюдаемый степенной энергетический спектр релятивистских частиц. При взаимодействии достаточно энергичных частиц с фронтом ударной волны они ускоряются до более высоких энергий. Начальная энергия частиц должна быть не меньше тепловой энергии на фронте, тогда они проходят фронт не сильно отклоняясь и без существенных потерь энергии; достаточно начальная энергия около 10 кэВ, соответствующая скорости ударной волны $\sim 1000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Многократное пересечение фронта обеспечивается эффективным рассеянием частиц. Для этого нужен источник турбулентности, дающий хаотически движущиеся центры магнитного рассеяния. Турбулентность может быть связана с упомянутым выше конвективным слоем или с неустойчивостью, возникающей при движении плотных сгустков выброшенного вещества через разреженную часть оболочки (Шевалье и др., 1976).

Так может быть объяснено формирование оболочечных радиоисточников на ранней стадии торможения, переходной между свободным разлетом и адиабатическим расширением. В начале адиабатической стадии, вероятно, действуют те же процессы усиления релятивистских частиц на фронте ударной волны и усиления магнитного поля из-за запутывания в турбулентном слое, а также существенный на более позднем этапе процесс сжатия межзвездного магнитного поля с частицами, замороженного в выметенный газ. Расчет ожидаемой синхротронной эмиссии оболочечного остатка под действием этих факторов сделан численным методом Ринолдсом и Шевалье (1981).

Предполагалось, что плотность энергии ускоренных частиц пропорциональна давлению за фронтом и спектр ускоренных частиц имеет канонический вид (9.1), динамика остатка описывалась стандартным адиабатическим решением (8.2). Зная изменение вдоль радиуса плотности релятивистских электронов, тангенциальной и радиальной компоненты магнитного поля (отдельно "выметенного" и "запутанного"), авторы построили ожидаемый интегральный разрез радиояркостности остатка. Сравнение с радиоизображениями остатков SN Тихо Браге и SN 1006 г. показало, что в этих молодых объектах турбулентное запутывание магнитного поля лучше согласуется с наблюдениями. При усилении

магнитного поля запутыванием ожидаемая $\Sigma(D)$ -зависимость имеет вид $\Sigma \propto D^{-(7+3\alpha)/2} \propto D^{-4.4}$ и ожидаемое уменьшение потока радиоизлучения остатка СН Тихо Браге составляет $\Delta S/S = 0,25\%$ в год, что согласуется с наблюдениями. При сжатии выметенного поля ожидаемая зависимость имеет вид $\Sigma \propto D^{-2}$, что хуже удовлетворяет наблюдаемой последовательности.

На поздних стадиях эволюции существенного ускорения частиц на фронте ударной волны не происходит (Федоренко, 1981). Синхротронная эмиссия старых оболочек обусловлена выметанием межзвездного магнитного поля с частицами, замороженного в газ за фронтом ударной волны. Теория этого процесса разработана ван дер Лааном (1962), см. также Шкловский, 1976а.

На фронте адиабатической ударной волны плотность увеличивается в 4 раза, дальнейшее сжатие газа и поля связано с радиативным охлаждением, так что механизм ван дер Лаана эффективен лишь в старых остатках сверхновых в стадии высвечивания.

Модификация механизма ван дер Лаана, применимая и на адиабатической стадии, предложена Бычковым (1978б), который связал синхротронное излучение адиабатического остатка с полем и частицами, замороженными в сжатый газ за фронтом волны в плотных облачках, где газ интенсивно высвечивается. Строгая оценка ожидаемой синхротронной эмиссии газа в плотных волокнах затруднена необходимостью учитывать геометрию волокна и магнитного поля, скорость высыпания космических частиц из области сгущения силовых линий. Согласно расчетам Бычкова, изотропизация частиц плазменными колебаниями, возбуждаемыми при сжатии поля, успевает произойти за время, нужное ударной волне для обжатия волокна. В результате между давлением релятивистских частиц $P_{кл}$ и плотностью газа устанавливается соотношение $P_{кл} \propto \rho^{4/3}$. При этих условиях для $\alpha = 0,5$ объемный коэффициент излучения $\epsilon_\nu \propto \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{4/3} \left(\frac{H}{H_0}\right)^{3/2}$ и двумерное обжатие трубки силовых линий (это наиболее близкая к реальным волокнам модель) соответствует

$$H \propto P_{\text{маг}}^{1/2} \propto \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{2/3}, \quad \epsilon_\nu \propto P_{\text{маг}}^{7/4} \propto \rho^{7/3},$$

где $P_{\text{маг}}$ — плотность магнитной энергии. Ожидаемая зависимость $\Sigma \propto \epsilon_\nu R \propto D^{-17/4}$ хорошо согласуется с наблюдениями.

Подчеркнем, что здесь речь шла о плотных межзвездных облаках. Обнаружив полную корреляцию радиояркосты IC 443 с H_α — яркостью оптических волокон, Дуин и Ван дер Лаан (1975) детализировали механизм Ван дер Лаана, а именно, учли сжатие выметенного поля и релятивистских частиц из-за тепловой неустойчивости охлаждения газа за фронтом основной ударной волны. Их оценки показали, что нетепловое радиоизлучение IC 443 и сходных остатков может частично или полностью определяться суммарной эмиссией плотных облаков, образовавшихся из-за тепловой неустойчивости.

Чрезвычайно важный для понимания природы радиоизлучения старых остатков факт — обнаруженное Фюрстом и Райхом (1986) различие спек-

Таблица 17

Схема генерации синхротронного радиоизлучения остатков сверхновых

Тип остатка	Стадия эволюции	
	10^2 лет	$10^2 - 10^3$ лет
Плерионы	Поле и частицы инжектируются пульсаром; сильное свободно-свободное поглощение	Поле и частицы инжектируются с постоянной скоростью; наблюдается плерион
Оболочечные	Нет поля и частиц?	Усиление поля и ускорение частиц в коннективном слое

Таблица 17 (окончание)

Тип остатка	Стадия эволюции	
	$10^3 - 10^4$ лет	$10^4 - 10^5$ лет
Плерионы	Ослабление инжекции из-за замедления пульсара; усиление эмиссии сгребенного поля с частицами; плерион с оболочкой	Инжекция неуществсина; излучение сгребенного поля с частицами; наблюдается оболочечный радиосточник
Оболочечные	Излучение сжатого межзвездного поля и частиц за фронтом волны в плотных оболочках	Излучение поля и частиц в сгребаемой оболочке на стадии высвечивания

рального индекса в волокнах и в межволоконной среде остатка Симеиз 147, но он еще требует осознания.

Все сказанное выше мы кратко резюмировали в табл. 17, где дана схема генерации магнитного поля и релятивистских частиц, ответственных за синхротронную эмиссию остатков сверхновых разного типа на разных стадиях эволюции. Продолжительность последовательных стадий, указанная в таблице, имеет лишь ориентировочный характер, поскольку зависит, с одной стороны, от плотности окружающей среды и, с другой стороны, от энергетики пульсара и начальной энергии вспышки.

Представленная на рис. 58 эмпирическая $\Sigma(D)$ -зависимость не обнаруживает никаких переломов, соответствующих переходу из одной фазы развития в другую. По всей вероятности, они затушены большим разбросом точек, обусловленным различиями невозмущенной плотности межзвездной среды, определяющей динамику, а следовательно, и наблюдаемую радиояркость остатка, и погрешностями измерения расстояния, т.е. линейного размера.

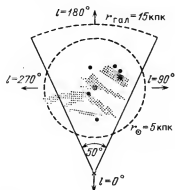
Как упоминалось в § 1, радиоизлучение сверхновых вблизи максимума блеска, вероятно, обусловлено тем же механизмом запутывания поля и ускорения частиц в коннективном слое на границе расширяющегося выброса, но выброшенное вещество взаимодействует не с межзвездным газом, а с газом ветра предсверхновой.

В следующем параграфе мы остановимся на некоторых вопросах, непосредственно опирающихся на изложенные здесь представления о природе синхротронного излучения остатков, но требующих учета вариаций плотности межзвездной среды в окрестности остатка. (Здесь пока негласно подразумевалась эволюция радиоостатка в однородной среде с некоторой средней плотностью $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$.)

§ 10. ЧАСТОТА ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ В ГАЛАКТИКЕ; КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ПЕТЛИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Оценка частоты вспышек сверхновых в Галактике — фундаментальный вопрос, который может быть решен методами радиоастрономии после того, как установлен закон эволюции оболочек. Речь идет об определении среднего интервала между вспышками по подсчету числа радиоисточников — остатков сверхновых.

Патруль внегалактических сверхновых зафиксировал около 500 вспышек в галактиках разного морфологического типа (см. § 1). Анализ внегалактических сверхновых позволяет с погрешностью не более 50% приписать галактике данного типа с известной массой и светимостью ожидаемую частоту сверхновых. Распространяя эти оценки на нашу звездную систему, можно ожидать интервал между вспышками $\tau = 25$ лет (см. табл. 2). В Галактике зафиксировано семь исторических сверхновых; на рис. 59 показана локализация сверхновых, вспыхнувших в нашем тысячелетии, в проекции на галактическую плоскость. Расстояния приняты по данным гл. I, Кассиопея А показана звездочкой. Как видим, все исторические сверхновые расположены в галактоцентрическом секторе раствором не более 50° и не далее 5 кпк от Солнца. Это расстояние согласуется с условием обнаружимости сверхновой невооруженным глазом $m_V \approx 1^m$ в течение примерно двух недель — при $M_{\text{макс}} = -18^m$ и поглощении $A_V = 1^m/\text{кпк}$. Можно оценить, много ли необнаруженных сверхновых в секторе раствором 50° расположены в центре и на периферии Галактики за пределами 5 кпк от Солнца. Сравнение галактоцентрического расстояния исторических сверхновых с радиальным распределением сверхновых в S-галактиках (рис. 60) свидетельствует о том, что галактические вспышки

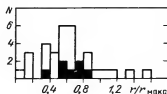


наблюдались как раз в области повышенной частоты сверхновых. Учитывая распределение, показанное на рис. 60, можно ожидать, что около 20–30% сверхновых попали в область $r \geq 5$ кпк и не были зарегистрированы. Принимая их во внимание, находим, что полное число вспышек сверхновых в Галактике за 10^3 лет составляет около 60, т.е. средний интервал между вспышками равен $\tau \approx 16$ лет. Такие или сходные оценки частоты сверх-

Рис. 59. Локализация исторических сверхновых последнего тысячелетия в Галактике; Кассиопея А показана звездочкой

новых по историческим вспышкам делались разными авторами. Учитывалось также, что могли быть пропущены те сверхновые, которые вспыхнули в "дневной" части неба и оказались достаточно далеко на небе от Солнца уже тогда, когда их блеск заметно ослабел; вводилась некоторая достаточно произвольная коррекция, учитывающая неполноту исторических записей и неполноту наблюдений в плотной области галактического центра. Тамман (1977, 1978), Кларк и Стефенсон (1977) нашли таким образом средний интервал между вспышками сверхновых в Галак-

Рис. 60. Радиальное распределение сверхновых в S -галактиках по Тамману (1982). Черным выделены области, соответствующие историческим сверхновым в Галактике



тике $\tau = 10-15$ лет. Псковский (1978б), пользуясь тем же наблюдательным материалом, но по-иному проведя коррекцию эффектов наблюдательной селекции, получил $\tau = 50-100$ лет; по оценке Шкловского (1960а) $\tau = 60$ лет. Существенные различия оценок разных авторов понятны, поскольку наблюдалась лишь десятая часть вспышек и частота их выводилась не столько по наблюдениям, сколько путем эффектов, препятствовавших наблюдениям.

Более надежную оценку частоты появления галактических сверхновых дает разработанный Милном (1970) метод подсчета нетепловых радиоисточников — остатков вспышек. В основе его лежит очевидное соотношение

$$N(<D) = t(D)/\tau, \quad (10.1)$$

где $N(<D)$ — число остатков диаметром меньше D ; $t(D)$ — возраст оболочки диаметром D . Этим методом, определяя $t(D)$ в рамках стандартной адиабатической модели при $E_0 = 10^{51}$ эрг, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, Даунс (1971) получил средний интервал между вспышками 35 лет, Иловайский и Леке (1972) — 50 лет, Кларк и Касуэлл (1976) — 150 лет; после коррекции за высоту над галактической плоскостью Касуэлл и Лерхе (1979) нашли $\tau = 80$ лет.

Результаты § 8 подтверждают применимость стандартного адиабатического решения к остаткам сверхновых диаметром меньше 30 пк в среде с характерной плотностью $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$. Но допущение, что все радиоостатки эволюционируют в среде одинаковой плотности, делавшееся в ранних работах, или в среде с градиентом плотности, перпендикулярным галактической плоскости, как считали Милн (1979а), Касуэлл, Лерхе (1979), вызывают серьезные возражения. Второе необходимое допущение при оценке τ методом подсчета числа радиоисточников — однородность совокупности наблюдаемых остатков сверхновых — также требует доказательства, поскольку существуют сверхновые двух типов.

В 1979 г. мы рассмотрели влияние этих двух факторов — неоднородного распределения плотности газа в Галактике и неоднородной совокупности

остатков сверхновых — на оценку частоты всплесков (Люзинская, 1979а) и пришли к заключению о необходимости учета первого. Оценим частоту галактических сверхновых, введя грубую коррекцию эффектов селекции, связанных с крупномасштабными флуктуациями плотности газа в Галактике. Наблюдения фонового рентгеновского излучения и поглощения в линии OVI, с одной стороны, и анализ влияния сверхновых на газовую составляющую Галактики (см. § 16), с другой стороны, свидетельствуют о том, что большой объем галактического диска заполнен горячим газом низкой плотности. О том, каково происхождение этого газа, мы будем говорить в гл. IV. А пока воспользуемся данными Мак Ки, Острайкера (1977) и Майерса (1978), согласно которым температура T , плотность n и коэффициент скважности (доля объема) f "горячего", "теплого" и "холодного" газа в галактическом диске равны соответственно: $(T_{\text{г}}, n_{\text{г}}, f_{\text{г}}) = (5 \cdot 10^5 \text{ К}, (3-15) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}, 0,5-0,8)$; $(T_{\text{т}}, n_{\text{т}}, f_{\text{т}}) = ((5-8) \cdot 10^3 \text{ К}, 0,2-0,5 \text{ см}^{-3}, 0,2-0,5)$; $(T_{\text{х}}, n_{\text{х}}, f_{\text{х}}) = (100 \text{ К}, 10-50 \text{ см}^{-3}, 0,02)$ и граница между ними резкая. Все яркие оптические остатки сверхновых локализованы в теплой или холодной компонентах газа Галактики. Существование значительного объема галактического диска, заполненного горячим газом низкой плотности, влияет на оценку τ методом подсчета нетепловых радиоисточников из-за эффектов селекции двух типов. Первый связан с тем, что остатки сверхновых в плотной среде дольше живут, так как в рамках адиабатической модели (8.2) $t(D) \propto n_0^{1/2}$. Учитывая резкое деление газа в Галактике на плотные и разреженные области, имеем вместо (10.1) следующее соотношение между числом радиоизлучающих остатков и частотой всплесков:

$$N(<D) = \frac{t_{\text{г}}(D)f_{\text{г}}}{\tau} + \frac{t_{\text{т}}(D)f_{\text{т}}}{\tau}, \quad (10.2)$$

где $t_{\text{г,т}}$ — соответственно возраст остатка диаметром D в теплой и горячей компонентах диска. Остатки, локализованные в холодной компоненте, можно в первом приближении не учитывать из-за ничтожного объема холодных областей по сравнению с горячими и теплыми. Соотношение (10.2) справедливо при постоянной плотности и частоте всплесков в галактическом диске и при условии, что характерный размер горячих и теплых областей больше размера остатков.

Воспользуемся каталогом Милна (1979а), содержащим 125 галактических остатков сверхновых. В области с гелиоцентрическим радиусом $r \leq 5$ кпк, составляющей 0,1 объема галактического диска, для которой каталог является полным, содержится $N(<30) = 25$ источников диаметром меньше 30 пк; во всей Галактике соответственно $N(<30) \approx 250$. Полагая $E_0 = 4 \cdot 10^{50}$ эрг и определяя $t_{\text{г,т}}$ из соотношений (8.2), находим для приведенных выше плотности и объемной скважности горячего и теплого газа $\tau = 15-20$ лет, если сверхновые распределены в Галактике равномерно. Всплески II типа генетически связаны с плотными газопылевыми комплексами, поскольку массивные предсверхновые не успевают за время жизни 10^6-10^7 лет далеко уйти из области звездообразования. Поэтому указанный эффект наблюдательной селекции относится главным образом к сверхновым I типа и оценка τ является нижней границей.

Второй эффект, влияющий на оценку τ по числу радиоисточников, заключается в том, что остатки одинакового размера в среде низкой плотности имеют меньшую радиояркость, чем в более плотных областях. Действительно, синхротронное излучение молодых остатков, связанное с пульсаром в плерионах или с усилением поля и ускорением релятивистских частиц на фронте ударной волны в оболочечных остатках, растет в течение первых $t \approx 300$ лет и быстро ослабевает при расширении остатка после $t \approx 10^3$ лет (см. § 9). При этом падение яркости из-за адиабатического охлаждения зависит только от размера облака плазмы. Последующий вклад синхротронного излучения межзвездного магнитного поля с релятивистскими частицами определяется плотностью сгребаемого межзвездного газа. Легко убедиться, что синхротронное радиоизлучение сжатого межзвездного магнитного поля еще незначительно в остатках диаметром меньше 30 пк, локализованных в горячей компоненте газового диска Галактики. Поскольку масса нагретого межзвездного газа в этих остатках не превышает $2-3 M_\odot$, оболочка еще не затормозилась и скорость ударной волны в межоблачной среде близка к начальной скорости выброса $v_0 = (5-10) \cdot 10^3$ км \cdot с $^{-1}$. Время высвечивания такой волны в плотных сгустках газа $n_0 \approx 10$ см $^{-3}$ составляет около 10^5 лет, что значительно превышает возраст остатка диаметром $D \leq 30$ пк в горячей среде: $t_1 = R/v \approx 2 \cdot 10^3$ лет. В оболочках того же размера, локализованных в теплой или холодной компонентах межзвездной среды, условие $t_{\text{высв}} < t_{\text{т,х}}$ выполняется для плотности $n_0 \gtrsim 1-3$ см $^{-3}$ и излучение сжатого межзвездного магнитного поля за фронтом волны высвечивания в плотных облаках уже дает заметный вклад в радиоэмиссию (см. § 9).

Этот второй эффект, связанный с более низкой радиояркостью остатков в горячей разреженной среде, существенно меняет частоту вспышек, найденную по подсчету числа радиоисточников, но его трудно учесть корректно. Действительно, этот эффект прежде всего завышает линейные размеры остатков в горячей среде, оцениваемые по их поверхностной радиояркости, и соответственно занижает $N(<D)$. В предельном случае, когда радиоостатки размером $D \leq 30$ пк в горячей среде вообще оказываются ниже порога обнаружимости, напомним, отбрасывая второе слабое в соотношении (10.2): $\tau \gtrsim 5-15$ лет.

Старые остатки, локализованные в горячей компоненте газа галактического диска, "пропадают" для радионаблюдений на время. На более поздней стадии расширения, когда масса нагретого межзвездного газа достигает $10^2-10^3 M_\odot$, становится эффективным синхротронное излучение сгребенного межзвездного магнитного поля с релятивистскими частицами сначала за фронтом волны высвечивания в облачной, а затем в межоблачной среде. Простые оценки показывают, что в среде с плотностью $n_0 \approx 0,01$ см $^{-3}$ диаметр соответствующих остатков составляет 200-300 пк. Наблюдаются ли подобные объекты в Галактике? Можно думать, что таковыми являются крупномасштабные Петли галактического радиоизлучения: Петля I, II, III и IV (Лозинская, 1979а).

На заре радиоастрономии, когда строились первые карты радиоизлучения Млечного Пути с низким угловым разрешением, был обнаружен Северный полярный отрог — протяженный выступ в системе радиоизотопов в области $l = 30^\circ$, по размеру и яркости сравнимый с изображением Галактики.

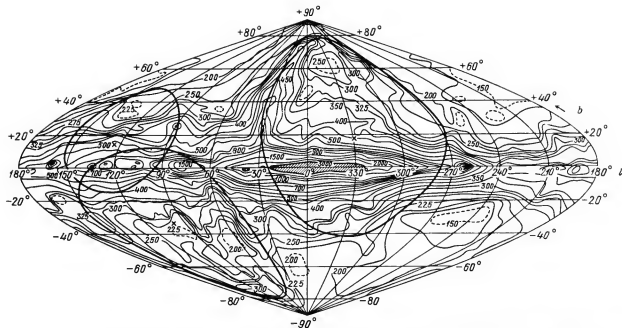


Рис. 61. Крупномасштабные Петли (по данным Беркхьюзен, 1971) на радиоизофотах $\nu = 150$ МГц, полученных Ландеккером, Вилебинским (1970). Центры Петель показаны крестиками

Дальнейшие исследования показали, что это не уникальное явление. Оказалось, что Северный полярный отрог является наиболее яркой частью малого круга на небесной сфере диаметром около 116° и толщиной около 10° , получившего название Петли I. В системе галактических изотопов были выявлены еще три сходные кольцевые крупномасштабные структуры: Петля II (Арка Кита), Петля III и менее отчетливо — Петля IV, расположенная внутри Петли I (см. рис. 61). Их угловой размер составляет соответственно: $91 \pm 4^\circ$, $65 \pm 3^\circ$ и $40 \pm 2^\circ$ (Берхьюзен, 1973). Радиоизлучение Петель имеет синхротронную природу, о чем свидетельствуют спектр ($\alpha = 0,5-0,7$) и сильная линейная поляризация.

Отождествление Петель со старыми остатками вспышек сверхновых, близкими и потому имеющими большой угловой размер, было предложено еще в 1960 г. (Хэнбери Браун и др., 1960). Альтернативные гипотезы связывают их с крупномасштабными структурами галактического магнитного поля, вызванными, например, прохождением спиральных волн плотности (Софье и др., 1974; Софье, 1976 и ссылки там).

Одним из основных критериев, позволяющих судить о природе Петель, является их расстояние и истинный линейный размер. Первая оценка расстояния до Петли I сделана Лозинской (1964). Сравнение яркости непрерывного радиоизлучения Северного полярного отрога с яркостью галактического радиоизлучения в линии 21 см на разных лучевых скоростях позволило выяснить, что вдоль линии максимальной яркости Петли I наблюдается дефицит нейтрального водорода с малыми лучевыми скоростями. Нейтральный газ сосредоточен на периферии Петли I. Это позволило сделать вывод о физической связи Петли I с близким окосолнечным водородом на большой высоте над плоскостью Галактики, что дает расстояние, сравнимое с толщиной газового диска, т.е. около 100–200 пк. Позднее были подтверждены и обнаруженная нами связь отрога с нейтральным окосолнечным водородом и оценка расстояния. Оказалось, что Петля I окружена снаружи на расстоянии около 5° оболочкой нейтрального водорода с плотностью около 2 см^{-3} , расширяющейся со скоростью около $3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Хейлес и др., 1980). Сравнение поляризации света звезд фона в направлении Петли I с направлением вектора поляризации ее синхротронного радиоизлучения дает расстояние около 100 пк (Спулстра, 1972).

Еще одна оценка расстояния до Петли I следует из анализа ее рентгеновского излучения. Само по себе обнаружение мягкого рентгеновского излучения является важным аргументом в пользу идентификации Петель с остатками сверхновых (см. Шкловский, Шеффер (1971)). Во внутренней области Петли I найден протяженный источник мягкого рентгеновского излучения. Спектр его соответствует температуре $T_e \approx (3-4) \cdot 10^6 \text{ К}$, плотность излучающей плазмы равна примерно $0,01-0,02 \text{ см}^{-3}$ (Хайакава и др., 1978; Айвен, 1980; Шюппер и др., 1982). А тот факт, что рентгеновское излучение от Петли I не поглощается в плотном облаке $\rho \text{ Orh}$, означает, что Петля расположена ближе облака, т.е. не далее 160–200 пк (Давелаар и др., 1980). Отметим сразу, что уярчение мягкого рентгеновского излучения наблюдается и в области Петли II.

Спулстра (1972) нашел, что расстояние до Петель II, III и IV равно 175 ± 65 , 200 ± 65 , 210 ± 75 пк, сравнивая наблюдаемое радиальное рас-

пределение радиояркости с расчетным для сгребенного в оболочку межзвездного магнитного поля с релятивистскими частицами. Впрочем, его оценки неинтересны, поскольку заранее предполагают определенную "теоретическую" модель Петель.

Расстояние до Петли II по наблюдениям в линии 21 см соответствует 100 пк (Джонсон, 1978); по линиям межзвездного поглощения в спектре звезд фона Бейтс и др. (1983) нашли расстояние не менее 30 пк и не более 700 пк и скорость расширения около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Наиболее вероятные линейные размеры Петель I, II, III и IV равны соответственно 230, 170, 200 и 210 пк с возможной погрешностью $\pm 50\%$.

Каковы основные аргументы против идентификации Петель с остатками сверхновых? Во-первых — аномально большой размер. "Нормальные" остатки вспышек сверхновых в нашей и других галактиках диссипируют в межзвездной среде, достигая размера 50–100 пк (см. § 8). Соффе и др. (1974) отмечают также провал в распределении радиоостатков по угловым размерам от "нормальных" объектов диаметром менее 5° до образований размером более 40° , к которым относятся и Петли.

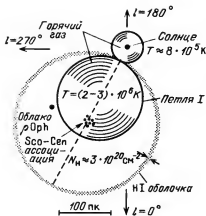
Во-вторых, отсутствие оптических туманностей, являющихся непременным атрибутом старых остатков сверхновых. Очень слабая тонковолокнистая туманность отождествлена лишь с Петлей II. Джонсон (1978) получил уникальные "глубокие" фотографии области и выявил много слабых тонких и диффузных оптических волокон (см. также ссылки в этой работе). Скорость расширения системы оптических волокон и облаков III, связанных с Петлей II, составляет около $13 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Возможно, очень слабая диффузная эмиссия в линии H_α наблюдается и в области Петли III (Эллиот, 1970).

В-третьих, противоречие между низкой скоростью разлета оболочки III в Петле I, характерной для поздней стадии эволюции остатка, и высокой температурой излучающей в рентгене плазмы, типичной для адиабатической стадии. Радиальное распределение яркости рентгеновского излучения Петли I также характеризует адиабатическую, а не радиативную стадию развития остатка (Давелаар и др., 1980). Объяснить это разногласие пытались повторным нагреванием старого ($t \approx 2 \cdot 10^6$ лет) медленно расширяющегося остатка новой вспышкой (Боркен, Айвен, 1977; Хейлес и др., 1980) или аномально энергичной одиночной вспышкой с характерной начальной энергией $E_0 = 10^{52} - 10^{54}$ эрг (Хайакава и др., 1977).

Все перечисленные трудности снимаются, если мы предположим, что Петли I–IV являются остатками сверхновых, вспыхнувших в горячей компоненте газового диска Галактики. Действительно, мы убедились выше, что размер старого остатка, интенсивно излучающего в радиодиапазоне в среде с плотностью около $0,01 \text{ см}^{-3}$, должен быть именно таким, каков размер Петель. Более того, поскольку граница между горячей и теплой компонентами межзвездной среды резкая, наблюдаемый провал в распределении остатков по размерам между "нормальными" объектами в теплой среде и протяженными оболочками в горячей среде как раз должен существовать!

Предположение о локализации Петель в разреженной среде объясняет и слабость их оптической эмиссии. В рамках модели, рассмотренной в § 7, отсутствие ярких оптических волокон связано с отсутствием в разрежен-

Рис. 62. Петля I — остаток вспышки сверхновой в каверне, образованной ветром ассоциации Sco-Cen, схема Давелаара и др. (1980)



ном горячем газе плотных конденсаций, в которых ударная волна интенсивно высвечивается еще в адиабатической стадии расширения.

Наконец, противоречие между низкой скоростью разлета оболочки HI и высокой температурой плазмы внутри Петли I объясняется тем, что нейтральная оболочка просто может быть не связана со вспышкой сверхновой, а выметена ветром OB-ассоциации Скорпиона-Центавра (Давелаар и др., 1980). Общая схема области, включающей Петлю I, образованную звездным ветром каверну, ограниченную оболочкой нейтрального газа, и разреженную околосолнечную область, показана на рис. 62. В этом случае низкая плотность невозмущенного газа в окрестности Петли I естественно объясняется тем, что вспышка произошла в каверне, выметенной ветром звезд ассоциации. (Подобные образования рассматриваются в гл. IV.)

Мы показали выше на рис. 58, что Петли I–IV хорошо ложатся на продолжение $\Sigma(D)$ -зависимости, проведенной по галактическим остаткам сверхновых (без учета Петель!). В § 8 мы убедились в том, что Петля I является "нормальным" остатком сверхновой, лежащим в средней части эволюционной последовательности, показанной на рис. 50, если учесть аномально низкую плотность невозмущенного межзвездного газа, определяемую рентгеновской светимостью остатка. Это еще два независимых аргумента, позволяющие считать Петли I–IV старыми остатками сверхновых в разреженном горячем газе. Подчеркнем, что в рамках такой интерпретации Петли, несмотря на аномально большой размер, отнюдь не являются самыми старыми остатками сверхновых. Наоборот, в эволюционном смысле это сравнительно молодые объекты в начале адиабатической стадии, поскольку условие $M_{\text{стремленная}} \approx M_{\text{выброшенная}}$ достигается в разреженной среде лишь при большом радиусе оболочки, $R \gtrsim 100$ пк.

Следует еще отметить, что современные радиоизображения Млечного Пути обнаруживают большое число выбросов — отрогов в системе изотопов меньшего масштаба. Мы не утверждаем, что все они связаны со вспышками сверхновых. Образование подобных отрогов, направленных перпендикулярно плоскости Галактики, может объясняться, например, выбросами магнитного поля с релятивистскими частицами в области спиральных волн плотности (Софье, 1973).

Наше предположение о том, что Петли I–IV являются остатками сверхновых в разреженной среде, позволяет получить еще одну оценку частоты вспышек галактических сверхновых из соотношения (10.2). Расстояние

и размер Петель приведены выше. Принимая эти значения, мы видим, что на расстоянии не более 200–250 пк, т.е. в объеме, составляющем $1,6 \cdot 10^{-4}$ объема галактического диска, находятся четыре остатка диаметром $D \leq 250$ пк. Возраст этих объектов в рамках адиабатической модели при $n_0 = 0,01 \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 4 \cdot 10^{50}$ эрг составляет $\sim 4 \cdot 10^5$ лет. Полагая объемный коэффициент скважности горячего газа в галактическом диске $f_r = 0,5\text{--}0,8$, находим из соотношения (10.2) интервал между вспышками $\tau \approx 8\text{--}13$ лет по наблюдениям остатков в горячей компоненте галактического диска. Поскольку эта оценка получена по числу остатков в ничтожной части объема Галактики, она мало достоверна и носит чисто иллюстративный характер. Тем не менее, как видим, оценки интервала между вспышками по подсчету числа остатков в плотной и разреженной компонентах межзвездного газа согласуются.

Все сказанное выше справедливо лишь при условии, что остатки вспышек сверхновых представляют собой однородную группу объектов. Последнее заведомо неверно, поскольку существуют два типа радиоостатков: плерионы и оболочечные. Однако приведенные оценки существенно не изменятся, если частота образования, время жизни, закон изменения радиуса со временем и начальная энергия плерионов и оболочечных остатков различаются не сильно.

Согласно данным гл. I, плерионы образуются при вспышках SN II, а оболочки — при вспышках SN I и в объектах, подобных Кассиопее А. Их частота, определяемая внегалактическими сверхновыми и историческими вспышками в Галактике, различается не сильно, и начальная энергия выброшенного вещества во всех этих случаях примерно одинакова.

В предыдущем параграфе мы показали, что плерионы не являются короткоживущими объектами, но превращаются сначала в комбинированные, а затем в оболочечные остатки. Это означает, во-первых, что время жизни остатков двух типов одинаково, и, во-вторых, что плерионы автоматически учитываются при подсчете числа радиоостатков с диаметром, меньше данного. Время формирования плериона и оболочечного остатка примерно одинаково, после чего оба уменьшают яркость вследствие адиабатического расширения. Таким образом плерионы в горячей разреженной среде, так же как и оболочечные остатки, "исчезают", становясь недоступными для наблюдений в радиодиапазоне на продолжительное время, — до тех пор, пока не начинает излучать межзвездное магнитное поле с релятивистскими частицами.

Еще одно необходимое условие справедливости нашей оценки интервала между вспышками — применимость адиабатического закона расширения остатка. Мы приняли его на основании эмпирической эволюционной последовательности — зависимости скорости расширения от радиуса ударной волны (см. § 8). Подсчет числа остатков с диаметром меньше данного позволяет независимо проконтролировать применимость адиабатической стадии расширения к большинству остатков сверхновых. Наиболее интересны подсчеты такого рода в близких галактиках, особенно в ориентированном плазме Большом Магеллановом Облаке, поскольку в этом случае они не искажены ошибками оценки расстояния до индивидуальных остатков. По последним данным для Магеллановых Облаков Миллс и др. (1984) нашли $N(<D) \propto D^{1,2}$ вместо ожидаемой зависимости

$N(D) \propto D^{2.5}$ для радиоостатков в адиабатической стадии развития. Найденный более плоский вид кривой $N(<D)$ свидетельствует, что остатки расширяются быстрее, чем по адиабатическому закону (8.2), в течение длительного периода своей жизни. Возможно, это связано с продолжительной стадией расширения с испарением (см. § 8). Не исключено также, что достаточно длительной является стадия свободного разлета, если большинство сверхновых в Малом Магеллановом Облаке вспыхнули в разреженной среде. Наконец, существует тривиальная возможность — неправильный учет эффектов селекции наблюдений, искажающих видимое распределение $N(<D)$. По мнению Худжеса и др. (1984а) корректное исправление наблюдательной селекции позволяет согласовать результаты подсчета $N(<D)$ в БМО с предположением об адиабатической стадии расширения.

Со всеми сделанными выше оговорками следует признать, что проведенная коррекция оценки частоты вспышек сверхновых в Галактике по числу радиоисточников, безусловно, является грубой. Тем не менее учет большого объема галактического диска, занятого горячим разреженным газом, заставляет уменьшить интервал между вспышками, определяемый по подсчету радиоостатков, примерно вдвое.

Найденное выше значение $\tau \approx 15-20$ лет согласуется с оценкой частоты вспышек по историческим сверхновым и с современными представлениями о частоте рождения пульсаров ($\tau_{\text{PSR}} \approx 30$ лет), если учесть, что пульсары образуются только при вспышках СН II, составляющих не более 50% сверхновых в Галактике.

Почему же при такой высокой частоте вспышек в Галактике не наблюдалось сверхновых уже около 380 лет? Пока мы говорим об обнаружении исторических сверхновых невооруженным глазом, т.е. с предельного расстояния не более 5–6 пк, отсутствие сверхновых может быть статистической флуктуацией. При пуассоновском распределении числа событий, учитывающем случайное распределение сверхновых в пространстве и времени, вероятность наблюдать k сверхновых за время t при средней плотности $\nu = 1/\tau$ равна $P(k, t) = e^{-\nu t} (\nu t)^k / k!$. При $\tau_{0.1} = 150-200$ лет для области $r \leq 5$ кпк, составляющей 0,1 часть объема галактического диска, вероятность наблюдать 0, 1 и 2 вспышки за 380 лет равна соответственно 8–15, 20–28 и 25–27%, не считая слабых вспышек, подобных Кассиопее А. Это означает, что отсутствие наблюдаемых сверхновых в Галактике в течение четырех веков не сильно противоречит оценке интервала между вспышками по подсчету числа радиоостатков, но очередной сверхновой давно пора появиться на нашем небе! (Численный эксперимент Кларка и др. (1981), моделирующий наблюдения сверхновых в Галактике невооруженным глазом, в точности "повторил" историческую ситуацию. Два ряда случайных чисел представляли полярные координаты "сверхновых" в галактическом диске радиусом 16 кпк, равномерно распределенных по времени с частотой 1 СН за 20 лет, для периода "наблюдений" $1,8 \cdot 10^5$ лет. Число обнаружимых, т.е. попавших в пределы $r \leq 6$ кпк, сверхновых менялось в интервале 2–15 СН за 10^3 лет со средним значением 6–8 СН за тысячелетие.)

Вооруженность современных наблюдателей позволяет надеяться на резкое увеличение числа обнаруживаемых сверхновых в ближайшем бу-

дущем. Так, например, если в исторических хрониках безусловно потеряны сверхновые, вспыхнувшие в плотных облаках, сейчас их обнаружение возможно методами инфракрасной астрономии. Сверхновая в облаке с характерной плотностью $n_H \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ должна дать короткий всплеск в далекой инфракрасной области, соответствующий светимости $(2-3) \cdot 10^8 L_\odot$, в течение первых нескольких лет после вспышки и, вторичный более продолжительный всплеск (около $10^7 L_\odot$), — в момент формирования оболочки, т.е. примерно через 20 лет после вспышки (Шулл, 1980). Это излучение может быть зафиксировано современными инфракрасными телескопами с расстояния 1 Мпк. Таким образом, и внегалактический патруль и, что особенно интересно, патруль галактических молекулярных облаков в дальней инфракрасной области может прояснить картину. Как стало ясно в последние годы (см. § 1), перспективны радионаблюдения сверхновых обоих типов, неотягощенные межзвездным поглощением. Однако пока такие наблюдения не носят характер систематического патрулирования, и трудно сказать, какова сегодня полнота наблюдений галактических сверхновых в радио- и инфракрасном диапазонах. Вероятно, уже не в столь далеком будущем окажутся возможными поиски источников гравитационного излучения, γ -излучения с энергией $E \gtrsim 100 \text{ МэВ}$, нейтринного излучения в диапазоне $E \approx 10-20 \text{ ГэВ}$ и $E \gtrsim 100 \text{ ГэВ}$, знаменующих вспышку сверхновой (Березинский и др., 1984).

ДОБАВЛЕНИЕ В КОРРЕКТУРЕ

1. Поиски остатков недавних сверхновых в радиодиапазоне уже увенчались успехом. Найден плерион G54.09+0.24 не старше 1000 лет и оболочка G70.68+1.20, образованная сверхновой, вспыхнувшей около 100 лет назад (Райх и др., 1985).

2. Сильная зависимость теоретических моделей эволюции плериона от плохо известных параметров требует чисто наблюдательного подхода, но эмпирические зависимости радио- и рентгеновской светимости плериона (или их отношения) от размера или возраста не позволяют выявить эволюционную последовательность, см. например (Вилсон, 1986). Мы показали (Лозинская, 1986), что хорошим индикатором эволюционного возраста плериона является параметр Lt/V , характеризующий среднюю объемную плотность энергии, инжектируемой пульсаром. Это позволяет рассматривать четыре известных сегодня остатка с пульсарами как единую эволюционную последовательность сходных объектов. По данным табл. 8 найдена эволюционная зависимость $L_{0.2-4 \text{ КэВ}} = 2 \cdot 10^{44} (Lt/V)^{0.95 \pm 0.15} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. (Интегральная синхротронная светимость плериона является более репрезентативной характеристикой, но она пока хорошо известна лишь для двух объектов.)

Если изучение сверхновых имеет более чем вековую историю, то звездный ветер и его влияние на межзвездную среду начали исследоваться недавно. Ветер звезд ранних спектральных классов был открыт Мортонем в 1967 г., последующие наблюдения подтвердили, что все звезды высокой светимости более ранних классов, чем В2, характеризуются сильным истечением вещества (см. Сноу, Мортон, 1976 и ссылки там). Эффект звездного ветра сразу был взят на вооружение для объяснения ряда кинематических и морфологических особенностей областей HII и планетарных туманностей и широко дискутировался на XXXIV съезде Международного астрономического союза в 1968 г. Б.А. Воронцов-Вельяминов и Мзтыус связали с действием звездного ветра тоиковолокнистую структуру некоторых планетарных туманностей. Менон в дискуссии на съезде объяснил влиянием ветра сверхзвуковые скорости движения газа в "нормальных" областях HII, обнаруженные незадолго до этого П.В. Щегловым и Р.Е. Гершбергом; идея получила исчерпывающее развитие в серии последующих работ С.Б. Пикельера.

За истекшие два десятилетия были найдены многочисленные наблюдательные проявления действия звездного ветра на окружающий межзвездный газ и одновременно развивалась стройная теория этого явления. Сегодня ясно, что истечение вещества существенным образом определяет эволюцию массивных звезд (в том числе и конечный ее этап — вспышку сверхновой). Это отдельная большая проблема, которой мы не будем здесь касаться.

О взаимодействии расширяющейся оболочки сверхновой с ветром предсверхновой мы много говорили в предыдущих главах. В настоящей главе рассматривается взаимодействие звездного ветра с межзвездным газом. В § 11 дана краткая сводка параметров и механизмов истечения звезд разных спектральных классов и очерчен круг явлений, физика которых существованию определяется звездным ветром. Современные теоретические представления о процессе взаимодействия ветра с газом межзвездной среды изложены в § 12. В § 13, 14 и 15 анализируется новый класс эмиссионных туманностей — кольцевые туманности вокруг источников наиболее сильного звездного ветра — звезд Вольфа-Райе (WR) и Of. Мы убедимся на примере этих туманностей в следующих обстоятельствах. Во-первых, звездный ветер — не единственная причина формирования оболочечных областей HII вокруг O-звезд, возможно также образование кольцевых туманностей в результате сброса оболочки или в процессе эволюции области HII с учетом фотоионизационного испарения мел-

комасштабных облачков. Скорее всего, наблюдаемые кольцевые туманности являются следствием комплексного действия нескольких процессов, и исследование кинематических и физических условий в оболочках позволяет выявить главный. Во-вторых, мы увидим, что сильный звездный ветер определяет физическое состояние близлежащей среды в той же степени и сходным образом, что и мгновенный выброс вещества при вспышке сверхновой.

§ 11. ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР

Прежде чем перейти к анализу действия ветра на межзвездный газ, остановимся кратко на методах оценки темпа истечения \dot{M} и скорости ветра V_∞ . О том, что некоторые звезды теряют вещество, известно уже давно. Еще в 1926 г. Милл предсказал возможность потери массы из-за ускорения давлением излучения в линиях, а в 1929 г. Билс объяснил специфическую форму линий в спектре PCyг и ряда звезд WR (эмиссия с абсорбционной деталью в синем крыле) резонансным рассеянием в истекающей атмосфере. Наблюдения в видимой области спектра выявили истечение вещества в звездах WR, Of и сверхгигантах типа ζ Ori, ζ Pup. Новая эра в исследовании звездного ветра была начата внеатмосферными наблюдениями ультрафиолетовых спектров звезд. Первые же измерения показали, что резонансные линии SiIV (1394–1403 Å) и CIV (1548–1551 Å) в спектрах ряда O-звезд в области Ориона имеют профиль, характерный для PCyг, а скорость истечения, определяемая по синей границе абсорбционной детали, втрое превышает параболическую. Богатый наблюдательный материал — спектры многих десятков звезд ранних спектральных классов — получен с борта орбитальной обсерватории "Коперник" (ОАО-3) и специализированной обсерватории IUE (см. обзор Конти, 1978). Яркие эмиссионные линии: резонансные — SiIV, CIV и NV 1240 Å, субординатные — OIV 1342 Å, OV 1371 Å, NIV 1579 Å — надежно выявляют характерную форму типа PCyг. По границе абсорбции в профилях этих линий определена скорость звездного ветра v_∞ , представленная в табл. 18. Различия индивидуальных оценок, сделанных по разным линиям в спектре одной звезды, не превышают 30–50%.

Наблюдательная оценка темпа потери массы \dot{M} гораздо сложнее. Вообще говоря, интенсивность истечения может быть определена по тем же резонансным линиям из соотношения

$$\dot{M} = 4\pi R^2 \rho(R) v(R), \quad (11.1)$$

где $\rho(R)$ — плотность и $v(R)$ — скорость ветра на расстоянии R от центра звезды. Изменение скорости с расстоянием дают наблюдения линий разных элементов, но закон изменения плотности с расстоянием не определяется непосредственно путем наблюдений, а требует задания модели атмосферы звезды, химического состава и степени ионизации, т.е. зависит от большого числа плохо известных параметров.

Более надежный метод оценки \dot{M} основан на наблюдениях свободно-свободного излучения истекающей атмосферы в инфракрасном и радиодиапазоне, где поглощение велико и слой, соответствующий оптической толщине $\tau = 1$, лежит в области ветра. В инфракрасной области излучающая

Таблица 18

Темп истечения звезд разных классов

Звезда	Спектральный класс	$\lg \dot{M}, M_{\odot}/\text{год}$	$v_{\infty}, 10^3 \text{ км/с}$	Автор
HD 50896	WN5	-4,39	2,6	1
HD 192163	WN6	-4,70	2	1; 5
HD 191765	WN6	-4,42	2,3	1
HD 92740	WN7	-4,40	2,1	1
BAC 209	WN 8	-4,66	(1,5)	1
HD 165763	WC5	-4,22	3,9	1
HD 192103	WC8	-4,49	1,8	1
9 Sgr	O4f	-4,60	3,4	2
ζ Pup	O4f	-5,45	2,7	2
λ Cep	O6 ef	$\leq -5,12; -5,4$	2,6	2; 3; 11
HD 151804	O8 If	-5,03	1,7	2
α Cam	O9,5 I	-5,46	1,9	2
ϵ Ori	B0 Ia	-5,50	2,0	2
HD 56925	WN5	-5,7 \div -7,7	2,5	6
HD 89358	WN5	-6,47	3,5	7
HD 148937	O6f	-7,0	2,6	8
BD + 60° 2522	O6,5 IIIf	-6,0 \div -7,0	1,8	9
68 Cyg	O7,5 IIIf	-5,5	3	10
ρ Leo	B1 Iab	-5,72	1,6	2
χ^2 Ori	B2 Ia	-6,36	1,1	2
η CMa	B5 Ia	-6,12	0,5	2
μ Sgr	B8 Ia	-5,62	0,5	2
HD 152408	O8 If	-5,0	1,8	3
HD 163758	O6,5 Iaf	-5,2	2,6	3
HD 101413	O8 V	-6,9	2,9	3
HD 54662	O7 III	-6,7	2,5	3
HD 42088	O6,5 V	-6,9	2,6	3
9 Sge	O8 If	-5,2	2,2	3
HDE 303308	O3 Vf	-5,6	3,4	3
	M5 II-III	-8,7 \div -9,2	0,01	4
α Boo	K2 IIIp	-10,1	0,04	4
β Gem	K0 III	-9,9	0,04	4
μ UMa	M0 III	$< -9,8$	0,015	4
β Cru	G5 III	$< -9,3$	0,05	4
μ Cep	M2 Ia	$< -7,5$	0,02	4

Автор: 1 – Барлоу и др. (1981); 2 – Касиелли и др. (1981); 3 – Гармани и др. (1981); 4 – Др “к, Лински (1983); 5 – Диккел и др. (1980); 6 – Шнепс и др. (1981); 7 – Джонсон (1982а); 8 – Брувейлер и др. (1981); 9 – Джонсон (1982б); 10 – Кумари и др. (1983); Аббот и др., 1984.

поверхность $\tau = 1$ расположена глубже, скорость ее известна плохо и определенный вклад – 10–15% потока – дает излучение звезды. В радиодиапазоне излучает ветер далеко от поверхности звезды, где скорость постоянна и достигает значения v_{∞} , определяемого по синей границе абсорбционных деталей ультрафиолетовых линий. Темп потери массы по

потоку радиоизлучения S_ν равен

$$\dot{M} = 2,5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{S_{10 \text{ ГГц}}}{\text{м Ян}} \right)^{0,75} \left(\frac{T_e}{10^4 \text{ К}} \right)^{-0,075} \left(\frac{v_\infty}{10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \times \\ \times \left(\frac{r}{\text{кпк}} \right)^{1,5} \left(\frac{\nu}{10 \text{ ГГц}} \right)^{-0,45} \bar{\mu}_e \bar{Z}^{-0,5} M_\odot / \text{год}, \quad (11.2)$$

где r — расстояние до звезды, $\bar{\mu}_e$ — средняя атомная масса на электрон, $\bar{\mu}_e = \sum X_i m_i / \sum X_i Z_i$; \bar{Z} — средний заряд $\bar{Z} = \sum X_i Z_i^2 / \sum X_i Z_i$ (см. Фейли,

Панагис, 1982). Наибольшая неопределенность здесь связана с заданием μ_e и \bar{Z} , т.е. химического состава и состояния ионизации плазмы ветра, а также расстояния до звезды. Последнее хуже всего известно для звезд WR, но и для них оценки \dot{M} по линиям оптического и ультрафиолетового спектра, по потоку радио- и инфракрасного излучения различаются не более чем в два-три раза, причем радиоданные наиболее надежны. (Впрочем, последнее утверждение еще подвергается сомнениям — (см. Андерхилл, 1984). Особенно перспективны комплексные наблюдения на нескольких частотах радио- и инфракрасного диапазонов. Такие наблюдения

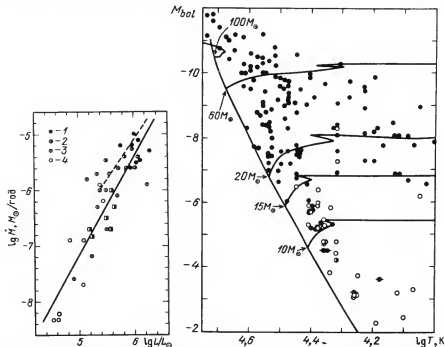


Рис. 63. Потеря массы звездами высокой светимости по данным Гарманн и др. (1981): 1 — звезды Of; 2 — звезды O(f) и OB-звезды классов светимости I, II; 3 — звезды O(f) и класса светимости III; 4 — звезды OB главной последовательности

Рис. 64. Звезды с истечением вещества на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (черные кружки). Пустыми кружками показаны звезды, не обнаружившие потери массы по наблюдениям ультрафиолетовых спектров (Аббот, 1982).

впервые провели Фейли и Панагис (1982), которые дали полную информацию об истечении звезд WR: \dot{M} , радиус атмосферы звезды, закон изменения скорости ветра с расстоянием от поверхности.

Результаты многочисленных исследований последних лет суммированы в табл. 18 и на рис. 63 и 64. В таблице представлены темп потери массы и скорость ветра звезд, о которых мы будем говорить в § 13–15; для сравнения приводятся также данные для еще нескольких звезд разных спектральных классов и классов светимости. Как видим, наиболее интенсивно теряют вещество звезды WR и Of: $\dot{M} = 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ при скорости $v_{\infty} = 10^3 - 4 \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Все без исключения охваченные наблюдениями O-звезды высокой светимости характеризуются истечением вещества. Положение звезд, у которых обнаружен звездный ветер, на диаграмме Герцшпрунга–Рессела показано на рис. 64; звезды Вольфа–Райе не отмечены, так как их положение на диаграмме неоднозначно (см. § 14).

Сейчас наблюдениями охвачено около двухсот звезд в интервале светимости $500 - 5 \cdot 10^7 L_{\odot}$ с темпом потери массы от 10^{-9} до $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и скоростью ветра от 10 до $10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Было сделано несколько попыток найти эмпирическую зависимость темпа истечения от параметров звезды. Гармани и др. (1981) получили для O-звезд зависимость \dot{M} от светимости L в форме

$$\lg \dot{M} = -7,15 + 1,73 \lg (L/10^5 L_{\odot}). \quad (11.3)$$

Сходная зависимость $\dot{M} \propto (L/L_{\odot})^{1,8}$ найдена Абботом и др. (1980). Лэймерс (1981) и Чиози (1981) нашли эмпирическую зависимость истечения от светимости, радиуса R и массы звезды M_* в виде $\dot{M} \propto L^{1,42} R^{0,61} M_*^{-0,99}$ в первой работе и $\dot{M} \propto L^{0,72} R^{2,5} M_*^{-2,5}$ — во второй. Сноу (1982) экстраполировал эти зависимости на более поздние классы и сравнил их с наблюдаемой потерей вещества в 22 В-звездах, большинство из которых имеет эмиссии в спектре. Оказалось, что лучше других согласуется с наблюдениями экстраполированное на низкую светимость соотношение (11.3). Наиболее богатая выборка звезд в окрестности Солнца $r \leq 2$ кпк использована ван Барном (1985). Для звезд, потеря массы которых превосходит $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, он нашел зависимость темпа истечения и скорости ветра от параметров звезды в форме

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 2 \cdot 10^{-13} (L/L_{\odot})^{1,25} M_{\odot}/\text{год}, \\ \ln v_{\infty} &= -25,2 + 16,23 \lg T_{\text{эф}} - 1,70 (\lg T_{\text{эф}})^2. \end{aligned} \quad (11.4)$$

Разброс значений \dot{M} для звезд одинаковой светимости достигает двух порядков, поэтому эмпирические соотношения такого рода могут служить лишь в качестве наблюдательных тестов теории звездного ветра; их использование для оценки темпа истечения индивидуальной звезды сопряжено с большими ошибками.

Среди массивных холодных звезд существенно истечение красных сверхгигантов и гигантов. Наблюдения дают для красных гигантов $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ при скорости ветра около $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Мощность ветра красных гигантов существенно ниже, чем у горячих массивных звезд, но плотность вещества ветра в окрестности звезды сравнительно велика из-за низкой скорости.

Есть наблюдательные свидетельства истечения вещества из ядер планетарных туманностей: наиболее интенсивно теряют вещество ядра звезд типа Вольфа-Райе населения II*), а также звезды O VI (WC2-WC11 по классификации Хип, 1982). Ядра звезд этих классов характеризуются эффективной температурой около $(1-2) \cdot 10^5$ К и массой порядка $0,5-0,6 M_{\odot}$; об истечении говорят профиль типа P Cug или большая ширина линий оптического спектра, как в случае ядер NGC 6826 и NGC 6891. Оказалось, что звездный ветер ядер планетарных туманностей — широко распространенное явление. Наблюдения с борта специализированной обсерватории IUE выявили большое число ультрафиолетовых линий типа P Cug, в частности линий CIV, OIV, OV, SiIV, NIV, NV в ядрах, принадлежащих к классам WR, Of, OVI, с чисто непрерывным спектром, с абсорбционным спектром O6, O7, и др. (в общей сложности в 21 из 38 исследованных туманностей) (Хип, 1983; Перинютто, 1983). Скорость истечения, определяемая по абсорбционной границе, составляет $\sim (2-3) \cdot 10^3$ км·с⁻¹, т.е. та же, что у O-звезд населения I, что в 3-4 раза выше параболической скорости. Темп потери массы ядра в наиболее детально исследованных планетарных туманностях NGC 6543, NGC 2371, IC 3568 заключен в пределах $4 \cdot 10^{-9}-7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

Ветер такой мощности, как и в случае звезд I типа населения, существенно влияет на эволюцию ядра, с одной стороны, и на морфологию, кинематику и спектр свечения туманности — с другой. Более того, уже через 10-15 лет после "проникновения" звездного ветра в астрофизику возник вопрос, нужен ли вообще для образования планетарной туманности из красного гиганта "мгновенный" сброс оболочки (с характерным временем 10^3 лет). Формирование планетарной туманности, вообще говоря, может быть результатом взаимодействия "медленного" ветра красного гиганта ($v_{\infty} \approx 10$ км·с⁻¹, $\dot{M} \approx 5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$) и последующего "быстрого" ветра его проэволюционировавшего ядра. В этой модели быстрый ветер сгребает вещество медленного, образуя оболочечную структуру туманности (см. Квок, 1983; Каан, 1983 и ссылки там). При этом характерное время формирования планетарной туманности составляет не менее 10^4 лет. Действительно, как показали наблюдения последних лет, непосредственные предшественники маломассивных планетарных туманностей — Мириды — теряют вещество с интенсивностью $7 \cdot 10^{-7}-6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (Кнапп и др., 1982); истечение вещества предшественников планетарных туманностей с массивными ядрами — инфракрасных объектов высокой светимости — еще на порядок мощнее. Квок (1983) нашел эмпирическую зависимость мощности истечения звезд асимптотической ветви гигантов: $\dot{M} = 10^{-13} (L/L_{\odot})^2 (M/M_{\odot})^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ от Мирид до инфракрасных объектов. Такой темп потери массы достаточен для медленного истечения оболочки звезды с $M_{\text{нач}} < 6 M_{\odot}$ (мы видели в § 5, что это верхний предел границы между начальной массой предсверхновых и предшественников планетарных туманностей). Но вне зависимости от того, был или не был быстрый сброс оболочки, анализ физических условий в планетарных туманностях должен учитывать как взаимодействие оболочки с веществом, выброшенным в форме ветра красного гиганта, так и истечение из ядра.

*) Звезды WR населения I — массивные звезды высокой светимости, звезды WR населения II — маломассивные ядра планетарных туманностей.

Механизм истечения различен для звезд разных спектральных классов. Истечение из горячих массивных звезд: ОВ-сверхгигантов, WR, Of обусловлено главным образом давлением излучения в резонансных линиях. Ускорение газа происходит в результате передачи момента при резонансном рассеянии в сильных ультрафиолетовых линиях. Интенсивность ультрафиолетового излучения этих звезд достаточно для ускорения вещества протяженной атмосферы; давление излучения эффективно ускоряет газ, если начальная скорость его истечения уже превышает звуковую. Наблюдения обсерватории "Коперник" дали результат, неожиданный с точки зрения модели "холодного" ветра, температура которого близка к эффективной температуре поверхности звезды. Оказалось, что наряду с линиями CIII, CIV, NIII и т.п. в спектре видны линии ионов высокой степени ионизации, таких как NV и OVI, что требует специального объяснения, так как в модели "холодного" ветра количество этих ионов должно быть незначительно. Поэтому было сделано несколько попыток модифицировать модель (см. обзор Касинелли и др., 1978а, б). Все они сводились к тому, что ниже области холодного ветра предполагалось существование пространственно отделенного от него слоя горячего коронального газа над фотосферой толщиной $\Delta R \approx 0,1 R$, который может нагреваться различными звуковыми и магнитогидродинамическими неустойчивостями на поверхности до температуры $T \approx 5 \cdot 10^6 \approx T_{\text{эф}}$. В этом случае можно надеяться обнаружить рентгеновскую эмиссию горячего слоя. Действительно, наблюдения 20 сверхгигантов классов от O4f до A2 I показали, что все они являются источниками мягкого рентгеновского излучения: светимость О-сверхгигантов превышает 10^{32} эрг \cdot с $^{-1}$, В-сверхгигантов — не менее 10^{31} эрг \cdot с $^{-1}$, звезд WR — от 10^{32} до 10^{33} эрг \cdot с $^{-1}$. Но результаты рентгеновских наблюдений плохо согласуются с моделью тонкой горячей короны между фотосферой и холодным ветром, поскольку в спектре нет завала на низких энергиях, обусловленного поглощением в вышележащих слоях. Наблюдения звезд WR в двойных системах, в частности V 444 Cyg, позволяют локализовать область горячего ветра еще точнее. Периодические изменения рентгеновского потока с периодом оптических затмений свидетельствуют, что излучает плазма, находящаяся не далее, чем на расстоянии $40 R_*$, но не ближе, чем $\sim 10 R_*$, так как низкочастотный завал не наблюдается. Если корональный газ занимает значительный объем в истекающей атмосфере, его температура может быть ниже, $T \approx 2 \cdot 10^5$ К. Возможно, ветер греется ударными волнами, вызванными турбулентностью или быстрым вращением у поверхности звезды: из-за падения плотности с расстоянием радиальные течения, начинающиеся у поверхности, ускоряются. Внешние слои ветра могут нагреваться до $T \approx 2 \cdot 10^5$ К под действием давления излучения на ионы типа CIII, ускоряющего их до $\sim 10^3$ км \cdot с $^{-1}$ относительно плазмы ветра (Вильковиский, 1981).

Во внешней атмосфере звезд поздних классов идет нагрев газа до $T_e \approx \approx 10^5$ К за счет развития МГД-неустойчивостей и затухания волновых возмущений. Из-за сравнительно небольшой силы тяжести в атмосфере гигантов и особенно сверхгигантов истечение начинается уже при этих температурах. Существенным механизмом ускорения является также давление излучения на пылевые частицы холодной звездной атмосферы; определенный вклад дают и макротурбулентные движения в хромосфере.

Таблица 19

Энергетика звездного ветра

Класс звезды	\dot{M} , $M_{\odot}/\text{год}$	v_{∞} , $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$	Мощность ветра, $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}$	Продолжитель- ность вет- ра, лет	Полная энергия ветра, эрг	Размер "возмущен- ной" области, пк
O5 I	10^{-4}	3000	$3 \cdot 10^{38}$	10^5	10^{51}	10–50
O9 V	10^{-5}	1000	$3 \cdot 10^{33}$	10^7	10^{48}	10–50
Of, WR	$5 \cdot 10^{-5}$	$(2-3) \cdot 10^3$	$10^{37} - 10^{38}$	10^5	$3 \cdot 10^{49} - 3 \cdot 10^{50}$	10–50
Ядра плане- тарных ту- манностей	10^{-7}	3000	$3 \cdot 10^{35}$	10^4	$9 \cdot 10^{46}$	0,1–1
Красные ги- ганты	10^{-6}	10	10^{32}	10^6	10^{46}	10
ОВ-ассоциа- ции	10^{-4}	$(2-3) \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{38}$	10^7	$\sim 6 \cdot 10^{52}$	$10^2 - 10^3$
Очаги звез- дообразова- ния	$10^{-2} - 10^{-7}$	3–100	$10^{33} - 2 \cdot 10^{36}$	10^4		0,1–1
Вспышка сверхновой	$M = 0,1 - 1 M_{\odot}$	$\sim 10^4$	$t_{\text{SNR}} \approx 10^4 - 10^5$		$\sim 10^{51}$	10–10 ²

В маломассивных звездах главной последовательности, в частности у Солнца, источником ветра является высокотемпературный газ короны. Корональная температура около 10^6 К достаточна для того, чтобы давление горячего газа привело к гидродинамическому истечению. Наблюдения звезд главной последовательности показали, что их рентгеновская эмиссия коррелирует как с уровнем турбулентности, так и с эффективностью генерации магнитного поля на поверхности, так что, вероятно происходит значительное нагревание во внутренних слоях истекающей наружу короны звезд классов F–G. В звездах более ранних классов, по всей видимости нагревается нижний слой короны, отделенный от быстро расширяющегося ветра.

Таковы самые общие представления о причинах, приводящих к потере вещества звездами разного типа. Детальная теория звездного ветра сложна и до конца не разработана. Тем не менее накоплен большой чисто эмпирический материал, дающий достаточно полное представление об истечении вещества с поверхности звезд в форме звездного ветра.

До сих пор мы говорили о наблюдениях феномена ветра непосредственно в истекающих атмосферах. Гораздо шире круг явлений, связанных с действием ветра на межзвездный газ. О том, каков масштаб этих явлений, можно судить по ориентировочным цифрам табл. 19, где для сравнения приведены также данные о типичной вспышке сверхновой. Как видим, влияние ветра звезд ранних классов на межзвездный газ по энергетике сравнимо с действием сверхновых, если учесть частоту вспышек и частоту рождения O-звезд в Галактике. В масштабе одной OB-ассоциации энергия ветра может преобладать над энергией вспышек, и отличить друг от друга протяженные оболочки, образованные ветром ассоциации или сверхновыми, — дело весьма непростое (см. § 17).

Исторически первыми наблюдениями влияния ветра на окружающую межзвездную среду были наблюдения сверхзвуковых движений газа в диффузных эмиссионных туманностях. (Это отнюдь не самый простой случай для построения теоретической модели взаимодействия ветра с межзвездным газом, но именно он положил ей начало.) Наблюдая в линии H_{α} с помощью эталона Фабри–Перо, Щеглов (1963) и Гершберг, Щеглов (1964) обнаружили в туманностях Ориона, NGC 6618 и NGC 6523 движения газа со скоростью, достигающей нескольких десятков $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$. Это было совершенно непонятно в свете классической теории фотонизации и свечения области III вокруг O-звезды. Пионерские наблюдения П.В. Щеглова и Р.Е. Гершберга были полностью подтверждены последующими спектральными и интерференционными измерениями. В туманности Ориона обнаружены скорости вплоть до $200\text{--}240 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. Тэйлор, Мюнч, 1978 и ссылки там). Наблюдается расщепление линий H_{α} , [NII] и [OIII], соответствующее скорости в несколько десятков $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$, в областях III IC 1318, NGC 7000, IC 5070 M 8, M 16, M 17, в туманностях возле η Киля и 30 Золотой Рыбы и многих других (см., например, Эллотт, Миберн, 1975а, б; Вальборн, Хессер, 1982; Гудис, Миберн, 1976; Миберн, 1977, 1981; Эллотт и др., 1978; Канто и др., 1979). На границе плотных газопылевых комплексов найдены кольцевые области III с внешней оболочкой нейтрального газа, расширяющиеся со скоростью $\lesssim 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Миберн, 1979).

Выявлены новые планетарные туманности, морфология и кинематика которых свидетельствуют о влиянии звездного ветра ядра (см. Архипова, Лозинская, 19786 и ряд работ Симпозиума МАС № 103 "Планетарные туманности"). В 1965 г. был выделен новый тип эмиссионных туманностей — кольцевые оболочки вокруг звезд WR (Джонсон, Хогг, 1965; Смит, 1968, см. также § § 13, 14). Недавно выявлен столь же многочисленный класс кольцевых оболочек вокруг звезд Of (Лозинская, 1982, см. § 15). Под действием звездного ветра и кратных вспышек сверхновых образуются оболочки и сверхоболочки вокруг ОВ-ассоциаций, о которых мы будем говорить в гл. IV.

Стала очевидной определяющая роль сильной и нестационарной потери вещества в очагах звездообразования и в молодых звездах на стадии до главной последовательности. Взаимодействие ветра с межзвездным газом в областях звездообразования в плотных молекулярных облаках наиболее эффективно и лучше всего изучено (см. сборник под ред. Роджер, Дьюдней, 1982 "Области недавнего звездообразования"). По наблюдениям в линиях CO, N₂, OH, H₂O, SiO и др. здесь выявлены сверхзвуковые движения газа со скоростью 10–300 км·с⁻¹. Продолжительность действия ветра достигает 10³–10⁴ лет, темп потери массы меняется от 10⁻⁷–10⁻⁶ M_☉/год до 10⁻²–10⁻³ M_☉/год. Механизм истечения дозвездных источников принципиально иной, чем в горячих звездах, потеря механической энергии в сотни раз превышает светимость, ветер часто имеет асимметричную биполярную направленность.

Таков основной круг астрономических объектов, природа которых определяется взаимодействием звездного ветра с окружающим газом.

Следует также отметить, что темп потери вещества изменяется в процессе эволюции звезды. Переход горячей звезды в стадию гиганта или сверхгиганта сопровождается резким уменьшением скорости ветра, в то время как темп истечения уменьшается незначительно, что приводит к увеличению плотности ветра. Это означает, что на поздних стадиях эволюции массивная звезда окружена многослойной оболочкой истекающего и выдуваемого ветром вещества. И любой "мгновенный" выброс вещества, будь то сброс внешней водородной оболочки или вспышка сверхновой, сложным образом взаимодействует с этим многослойным образованием. Полная картина такого взаимодействия, безусловно, не может быть проанализирована на современном этапе, тем более что сложность ее еще усугубляется движением звезды относительно межзвездной среды и неоднородностью последней. Поэтому в качестве первого приближения мы рассмотрим ниже физические условия и природу тех объектов, в которых взаимодействие ветра с межзвездным газом может быть выявлено более или менее в чистом виде.

§ 12. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА С МЕЖЗВЕЗДНЫМ ГАЗОМ

Взаимодействие сильного звездного ветра с межзвездным газом было впервые рассмотрено Пикельнером (1968), Пикельнером и Щегловым (1968). Принципиальная схема, предложенная в этих работах, легла в основу современных представлений: ветер сгребает газ, образуя каверну, заполненную свободно расширяющимся ветром и окруженную слоем

горячего затормозившегося ветра и слоем сгребенного газа. Аведисова (1971) нашла решение уравнений движения для двух стадий развития оболочки: адиабатической и интенсивного высвечивания. Автомодельное решение задачи о взаимодействии ветра с межзвездным газом найдены также в работах Дайсона и де Врие (1972) и Дайсона (1973), где учтены неоднородная плотность среды и изменение мощности ветра со временем. Численные решения получены Фалле (1975б); особое внимание уделено промежуточной стадии лавинообразного схлопывания холодной оболочки. Фалле показал, что даже слабая неоднородность межзвездной среды приводит к нарушению регулярной структуры оболочки и протеканию горячего газа наружу, а также рассмотрел влияние межзвездного магнитного поля. Условия ионизации в выметенных ветром оболочках анализируются Стейгманом и др. (1975). Дайсон (1977), Канто и др. (1979) рассмотрели оболочку, образованную ветром в среде с сильным градиентом плотности, например на границе молекулярного облака. Пикельнер (1973) провел анализ обтекания ветром плотных конденсаций в планетарных туманностях и областях III. Дайсон (1978), Тейлор и Мюнч (1978) объяснили действием ветра образование плотных нейтральных конденсаций в областях III.

Наиболее детально структура и эволюция образованных ветром оболочек исследованы Кастором и др. (1975), Уивером и др. (1977). Получены аналитические и численные решения для начальной адиабатической, промежуточной и поздней стадии интенсивного высвечивания, учтены теплопроводность и испарение холодного газа в область горячего ветра, анализируется устойчивость оболочки.

В серии работ Ружички и Тенорио-Тагге (1985) проведены двумерные гидродинамические расчеты, учитывающие флуктуации мощности ветра и плотности газа. Рассмотрена среда с мелкомасштабными флуктуациями и крупномасштабным градиентом плотности, особое внимание уделено неустойчивости стадии формирования оболочки и протеканию ветра наружу.

Рассмотрим идеализированную схему взаимодействия ветра звезды раннего спектрального класса с окружающим межзвездным газом, опираясь на перечисленные исследования. "Идеальные" условия таковы: истечение начинается в момент $t = 0$ и происходит сферически-симметрично с постоянной мощностью: $L_v = 0,5 \dot{M} v_\infty^2$ в однородную среду с плотностью (по числу атомов) n_0 . Многослойная оболочка, формирующаяся вокруг источника сильного ветра, схематически показана на рис. 65. Внутренняя каверна a заполнена ветром, свободно разлетающимся со скоростью v_∞ ; плотность ветра меняется с расстоянием от звезды по закону $\rho(R) = \dot{M} (4\pi R^2 v_\infty)^{-1}$. Область свободно разлетающегося ветра отделена от слоя затормозившегося ветра ударным фронтом I; слой b содержит газ ветра, нагретого на фронте ударной волны I, и газ холодной оболочки c , испарившейся в область горячего ветра. Слой c представляет собой сгребенный и нагретый ударной волной межзвездный газ, отделенный от невозмущенного межзвездного газа фронтом ударной волны II и от горячего ветра — контактным разрывом R_c . (Далее всюду радиус и скорость фронта I и II обозначены индексами 1 и 2 соответственно.)

В эволюции этой многослойной структуры можно выделить три идеализированные стадии, для которых, как и в случае сверхновых, существуют автомодельные решения уравнений движения. В первой стадии потери

энергии на излучение пренебрежимо малы всюду в оболочке и система расширяется адиабатически. Во второй стадии потери на высвечивание в слое c становятся сравнимыми с притоком энергии ветра. Выметенный газ лавинообразно схлопывается вследствие радиативного охлаждения, образуется холодная плотная оболочка, которая наблюдается в оптическом и радиодиапазоне как кольцевая эмиссионная туманность, но слой горячего ветра b еще расширяется адиабатически. В финальной третьей стадии высвечивание слоя b приводит к его схлопыванию в тонкий слой, и свободно

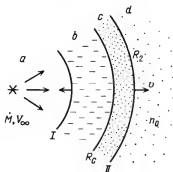


Рис. 65. Схема каверны, выметаемой звездным ветром: a — свободно разлетающийся ветер, b — горячий затормозившийся ветер, c — оболочка сгребенного межзвездного газа, d — невозмущенный межзвездный газ; I и II — фронт ударной волны в ветре и в межзвездном газе соответственно, R_c — поверхность контактного разрыва

разлетающийся ветер a непосредственно тормозится сгребаемым межзвездным газом c .

Ранняя стадия адиабатического расширения системы сравнительно коротка. Уравнение движения оболочки в этой стадии имеет автомодельное решение, независимыми параметрами являются мощность ветра L_v и плотность невозмущенного газа $\rho_0 = \mu m_H n_0$ в слое d . Решение имеет вид

$$R_2(t) = \alpha (L_v / \rho_0)^{1/5} t^{3/5}, \quad \alpha = 0,88. \quad (12.1)$$

Контактный разрыв между горячим ветром b и оболочкой c находится на расстоянии $R_c \approx 0,86 R_2$ и движется со скоростью $v(R_c) \approx 0,86 v_2$. Условия в слое b близки к изобарическим. Давление горячего газа, имеющего высокую скорость звука, сравнимую со скоростью ветра, однородно и равно динамическому давлению ветра на фронт I . Кинетическая энергия газа в слое b пренебрежимо мала, тепловая энергия составляет $E_b \approx \approx^{5/11} L_v t$. Энергия слоя c соответствует $E_c \approx \approx^{6/11} L_v t$, причем около 40% приходится на кинетическую энергию и около 60% — на тепловую. Условия в слое b , т.е. на расстоянии R : $R_1 \leq R \leq R_c$ описываются соотношениями

$$v = 0,2 \frac{v_\infty R_1^2}{R^2}, \quad \rho \approx 0,35 \frac{\dot{M}}{R_1^2 v_\infty},$$

$$P \approx 0,07 \frac{\dot{M} v_\infty}{R_1^2}, \quad R_1 \approx 0,74 \left(\frac{\dot{M}}{\rho_0} \right)^{3/10} v_\infty^{1/10} t^{2/5}. \quad (12.2)$$

По аналогии с остатками сверхновых момент $t_{охл}$ перехода из адиабатической в оболочечную стадию можно найти, приравняв время высвечивания энергии, сравнимой с притоком энергии ветра, кинематическому

возрасту оболочки:

$$t_{\text{охл}} \approx 1,7 \cdot 10^3 (\dot{M}_6 v_{2000}^2 / n_0)^{1/2} \text{ лет.} \quad (12.3)$$

Здесь радиативные потери приняты в согласии с рис. 42 и обозначено $\dot{M}_6 = \dot{M} / 10^{-6} M_{\odot} / \text{год}$, $v_{2000} = v_{\infty} / 2000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для "стандартных" значений $\dot{M}_6 = 1$, $v_{2000} = 1$, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$ находим $t_{\text{охл}} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ лет}$. Как только остывание газа началось, оно нарастает лавнообразно. Резкое уменьшение давления за фронтом II вызывает его замедление и ускорение контактной поверхности, оболочка схлопывается и оптически проявляется. Как и в остатках сверхновых, переход из адиабатической в оболочечную стадию сопровождается неоднократным возникновением вторичных ударных волн, которые постепенно затухают, давая достаточно сложное распределение температуры и плотности в оболочке (см. § 8). Стационарная картина устанавливается за характерное время около 10^4 лет .

Масса газа в оболочке с полностью определяется выметенным межзвездным газом: $M_c = \frac{4}{3} \pi R_2^3 \rho_0$. Теплопроводность на контактной поверхности R_c приводит к испарению холодной оболочки, что обеспечивает приток вещества в горячую область b . Это несущественная потеря массы для оболочки, но в слое b испарившийся газ может преобладать над газом ветра: $M_{\text{исп}} \gtrsim \dot{M}_t$. Приток массы из-за испарения составляет

$$\dot{M}_{\text{исп}} \approx \frac{16}{25} \frac{\pi \mu}{k} c T_b^{5/2} R_2 \approx 3 \cdot 10^{19} T_b^{5/2} R_2 \frac{30}{\ln \Lambda} \text{ г} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (12.4)$$

Здесь член $c T_b^{5/2}$ соответствует "классической" теплопроводности (см. Спитцер, 1981), $c = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-7/2}$, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм:

$$\ln \Lambda = 30 + \ln n_e^{-1/2} T_6 \text{ для } T > 4 \cdot 10^5 \text{ К; } T_6 = T_b / 10^6 \text{ К.}$$

В оболочечной стадии $R_1 \ll R_c \approx R_2$ и основной объем каверны занят горячим ветром при постоянном давлении, который образует "горячую подушку", передающую кинетическую энергию истекающего вещества сгребенному межзвездному газу.

Уравнение движения в оболочечной стадии также имеет автомодельное решение; в качестве независимого переменного принимается уже не мощность ветра, а его давление на оболочку. Решение имеет вид

$$R_2(t) = 0,76 \left(\frac{L_b}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} = 28 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{3/5} \text{ пк}, \quad (12.5)$$

$$v_2(t) = 16 n_0^{-1/5} L_{36}^{1/5} t_6^{-2/5} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1},$$

где $L_{36} = L_b / 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, $t_6 = t / 10^6 \text{ лет}$. Температура в центре слоя b во второй стадии определяется соотношением

$$T_b = 1,6 \cdot 10^6 n_0^{2/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{8/35} t_6^{-6/35} \text{ К}, \quad (12.6)$$

а плотность в центре слоя b — соотношением

$$n_b = 0,01 n_0^{19/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{6/35} t_6^{-22/35} \text{ см}^{-3}. \quad (12.7)$$

Тормозное излучение горячего газа в слое b в основном сосредоточено в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазоне; мощность излучения соответствует

$$L_{\text{изл}} = 3,8 \cdot 10^{33} n_0^{8/35} (\dot{M}_6 v_{000}^2)^{37/35} t_6^{16/35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (12.8)$$

Как видим, на ранних стадиях радиационные потери горячего газа несущественны по сравнению с притоком энергии ветра L_v , но растут со временем как $t^{16/35}$.

Если истечение продолжается достаточно долго, может наступить момент, когда $L_{\text{изл}} \geq L_v$, что ведет к схлопыванию слоя b из-за уменьшения энергии и падения давления. При этом $R_1 \approx R_2$ и ветер непосредственно взаимодействует с холодной плотной оболочкой c . Движение оболочки в этой третьей стадии описывается соотношением (Стейгман и др., 1975)

$$R_2(t) = \left(\frac{3\dot{M}v_\infty}{2\pi\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2}. \quad (12.9)$$

Впрочем, из расчетов Уивера и др. (1977) следует, что условие $L_{\text{изл}} \leq L_v$ выполняется практически в течение всего времени жизни звезды на главной последовательности. Это обусловлено некоторым "терморегулирующим" механизмом: увеличение излучаемой энергии $L_{\text{изл}}$ уменьшает приток массы в слой b из-за испарения, а уменьшение плотности горячего газа ограничивает дальнейший рост $L_{\text{изл}}$. Вероятно, потеря энергии слоя b не превосходит некоторого фиксированного значения $\sim 0,9 L_v$, которое достигается системой при $t \gtrsim 10^7$ лет, если истечение продолжается до этого времени.

Строение многослойной каверны в наиболее продолжительной оболочечной фазе эволюции схематически показано на рис. 66. На рис. 66, *а* даны результаты расчетов Уивера и др. (1977) для "стандартной" каверны $\dot{M}_6 = 1$, $v_{000} = 1$, $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$, соответствующие возрасту 10^6 лет. При расчетах учтены сферичность ударной волны и контактного разрыва, радиационные потери всюду в системе, теплопроводность и испарение на контактной поверхности. Как видно из рисунка, через 10^6 лет после начала истечения фронт I проходит на расстоянии 6 пк от звезды, фронт II — на расстоянии 27 пк и основной объем занят горячим ветром. Учет теплопроводности и испарения на границе горячего и холодного газа выявил промежуточный слой, не показанный на схеме рис. 65. Структура этого переходного слоя определяется электронной теплопроводностью, температура меняется от 10^4 до 10^6 К на расстоянии около 2 пк. Около 40% тепловой энергии излучается в этом слое вследствие ударного возбуждения резонансных ультрафиолетовых линий высокоионизованных ионов, в частности линии OIV. Остальные 60% идут на испарение холодной оболочки в область b , где испарившийся газ смешивается с газом ветра, значительно превосходя его по массе.

На рис. 66, *б* показана структура внешней области от $0,85 R_2$ до R_2 согласно расчетам Ружички (1985): ход скорости, плотности и давления с расстоянием от центра.

Изменение основных параметров упомянутой стандартной каверны со временем показано на рис. 67. Сплошной линией обозначено измене-

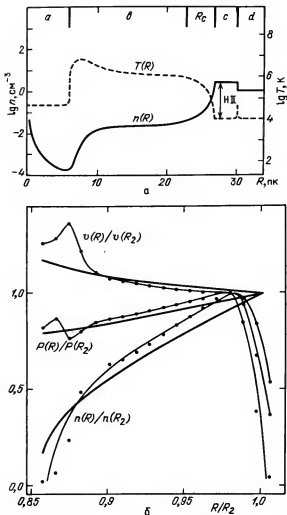


Рис. 66. а — изменение температуры $T(R)$ и плотности $n(R)$ в "стандартной" каверне $L_B = 1,3 \cdot 10^{36}$ эрг \cdot с $^{-1}$, $n_0 = 1$ см $^{-3}$ в момент $t = 10^6$ лет по данным Уивера и др. (1977); б — изменение скорости $v(R)/v(R_2)$, давления $P(R)/P(R_2)$ и плотности $n(R)/n(R_2)$ во внешней оболочке (нормировано к значению за фронтом II). Жирные линии — аналитическое решение, точки — результаты численных расчетов Ружички (1985)

ние радиуса и скорости фронта ударных волн I и II, а также массы, энергии и светимости горячего газа для оболочки, расширяющейся в нейтральной среде, где внешним давлением можно пренебречь. Пунктиром показаны те же параметры для каверны в ионизованном газе, давление которого становится существенным на поздних стадиях. Представленные на рис. 67 результаты численного решения с учетом теплопроводности, испарения и радиационных потерь дают изменение радиуса фронта I в

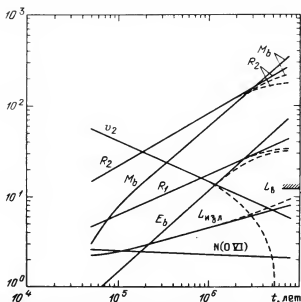


Рис. 67. Изменение основных параметров "стандартной" каверны ($L_b = 1,3 \cdot 10^{36}$ эрг·с⁻¹, $n_0 = 1$ см⁻³) с возрастом; расчеты Унвера и др. (1977) для случая ничтожно малого внешнего давления (сплошные линии) и для случая ветра в области II, давление которой оказывается существенным на поздней стадии (штриховые линии). Дано в следующих единицах: $R_1, R_2 - 10^{18}$ см, $v_2 -$ км·с⁻¹, масса газа в слое b $M_b - 10^{33}$ г, энергия горячего ветра $E_b - 10^{49}$ эрг, $L_{изл} - 10^{35}$ эрг·с⁻¹ (обозначения те же, что в тексте и на рис. 65)

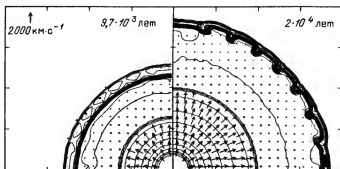


Рис. 68. Структура каверны, образованной ветром, результаты двумерного численного решения Ружички, Тенорио-Талле (1985). Показаны линии равной плотности и стрелками — скорость ветра. Деформация внешней плотной оболочки вызвана мелкомасштабными флуктуациями плотности

форме $R_1(t) \propto t^{0,44}$, а фронта II — в форме $R_2(t) \propto t^{0,58}$, что достаточно близко к простым автомодельным приближениям. "Точное" численное решение дает изменение R , промежуточное между (12.5) и (12.9) из-за учета радиационных потерь горячего газа на ранних стадиях, ско-

рость v_2 , энергию и массу горячего газа несколько ниже "автомодельных" значений.

Результаты двумерных численных расчетов структуры и эволюции каверны с учетом мелкомасштабных возмущений плотности сгребенного газа показаны на рис. 68. Искажения регулярной структуры внешней оболочки обусловлены флуктуациями плотности, цифры обозначают возраст каверны в соответствующем секторе. Подобные двумерные расчеты проведены в серии работ Ружички и Тенорио-Тагле (1985) для разных моделей ветра переменной мощности в среде с вариациями плотности. Как видим, мелкомасштабные неоднородности несильно меняют общую динамику оболочки и не приводят к ее фрагментарности.

Плотность газа в холодной оболочке, полученная при условии, что в ней сосредоточен весь выметенный ветром однородный газ, определяется соотношением

$$\begin{aligned} n_c &= (m_H \mu v_2^2 / k T_c) n_0 = \\ &= 3.2 \cdot 10^4 (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{2/5} t_6^{-4/5} n_0^{3/5} T_c^{-1} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (12.10)$$

где T_c — температура газа в оболочке, $\mu = 0,65; 1,30; 2,36$ для областей III, II и H_2 соответственно. Полная поверхностная плотность газа в оболочке за фронтом II составляет

$$N_2 = n_0 R_2 / 3 \approx 3 \cdot 10^{19} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{1/5} n_0^{4/5} t_6^{3/5} \text{ см}^{-2}. \quad (12.11)$$

По мере роста поверхностной плотности N_2 граница области, ионизованной излучением центральной звезды, может оказаться внутри оболочки, сгребаемой ветром. После схлопывания оболочки с сгребенный газ быстро остывает до $T \approx 8000$ К и можно принять изотермическую скорость звука в оболочке

$$c_{II} = (kT/\mu_H)^{1/2} \approx 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}.$$

В этом случае условие погружения ионизационного фронта в оболочку может быть найдено из (12.5) и из соотношения

$$R_2(t_1)/R_{CT} = [1 + (v_2(t_1)/c_{II})^2]^{-1/3}, \quad (12.12)$$

где $R_{CT} = 31 (S_{48}/n_0^2)^{1/3}$ пк — радиус зоны Стремгrena, S_{48} — поток ионизирующей радиации в единицах 10^{48} фотонов $\cdot \text{с}^{-1}$ (Уивер и др., 1977). Отсюда можно найти грубый критерий погружения ионизационного фронта в сгребаемую оболочку $L_{36} n_0 S_{48}^{-2} \gg 5 \cdot 10^{-3}$. Для звезды спектрального класса O7 III ($S_{48} \approx 11$) в среде с плотностью $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$ находим при $L_{36} = 1$: $v_2(t_1)/c_{II} \approx 1$, $R_2(t_1)/R_{CT} \approx 0,8$ и момент погружения ионизационного фронта в холодную оболочку $t_1 \approx 5 \cdot 10^6$ лет.

Поверхностная плотность ионизованного газа в оболочке составляет

$$N(\text{III}) = \min \{ N_2, 5 \cdot 10^{14} (n_0^2 R_{CT}^3) n_0^{-1/5} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{-4/5} t_6^{-2/5} \text{ см}^{-2} \}. \quad (12.13)$$

Если $N(\text{III}) < N_2$, оболочка с имеет внешний слой II (или H_2) с температурой $T \approx 80$ К и плотностью, превышающей плотность внутреннего ионизованного слоя в 200–400 раз.

Когда скорость расширения плотной оболочки падает до скорости звука в окружающем невозмущенном газе c_0 , оболочка диссипирует в межзвездной среде. Для неоднократно упоминаемой стандартной каверны время диссипации примерно равно времени жизни звезды на главной последовательности ($t_{\Gamma\P} \approx 8 \cdot 10^6 S_{48}^{-1/4}$ лет).

Рассмотренная схема применима к идеализированному ветру постоянной мощности в однородной межзвездной среде. При анализе взаимодействия сильного ветра, например звезды Вольфа — Райе, с облачной межзвездной средой следует принимать во внимание не столько мелкомасштабные контрасты плотности (как и в случае остатков сверхновых, мелкие плотные облака не сильно искажают динамику оболочки) сколько суммарный "реактивный эффект", связанный с испарением облаков под действием ионизирующей радиации. Этот реактивный эффект, связанный с асимметричным вылетом газа с испаряющейся стороны облака, приводит к его ускорению в противоположном направлении (Оорт, Спитцер, 1955). В результате, еще до включения сильного ветра на стадии WR, под действием ионизирующей радиации О-звезды на ГП вокруг нее образуется сферическая каверна, заполненная испарившимся газом, но практически лишенная облаков, которые оказываются сосредоточенными на периферии (Элмигрин, 1976). Радиус этой каверны согласно расчетам Мак Ки и др. (1984) (которые учли вклад облаков разной массы, приняв стандартный спектр $N(M_{об}) \propto M_{об}^{-2}$) равен $R_K^* = 1,05 t^{*4/7}$. Здесь введены безразмерные радиус $R_K^* \equiv R/R_{CT}$ и возраст $t^* \equiv t/t_{CT}$, t_{CT} — характерное динамическое время зоны Стремгrena $t_{CT} = R_{CT}/c_{II} \approx 3 \cdot 10^6 (S_{48}/\langle n \rangle^2)^{1/3}$ лет и $\langle n \rangle$ — средняя плотность, которая получается, если "размазать" облака в пустом объеме. Изменение радиуса со временем идентично расширению проэволюционировавшей области III в однородной среде с плотностью $\langle n \rangle$. Числовой коэффициент несколько уменьшается, если учесть межоблачный газ. За время $t_{\Gamma\P}$ (т.е. еще до начала стадии WR, когда мощность истечения увеличивается на порядок) радиус каверны, заполненной испарившимся газом однородной плотности, вокруг звезды спектрального класса O4—O9 достигает $R_K(t_{\Gamma\P}) \approx 56 \langle n \rangle^{-0,3}$ пк. Скорость облаков на расстоянии R_K соответствует $v_K \approx 6,8 \times (S_{48}/\langle n \rangle)^{1/4}$ км · с⁻¹.

В этой симметричной двухслойной области III "действует" ветер звезды Вольфа — Райе, и учет начального состояния окружающего межзвездного газа меняет динамику оболочки, образованной звездным ветром. Если мощность истечения мала, $L_b^* \equiv L_b/4\pi R_{CT}^2 \langle n \rangle m_H c_{II}^3 \ll 1$, радиус выметенной ветром оболочки не достигает значения R_K и соотношения (12.5, 12.9) остаются в силе, поскольку ветер взаимодействует с однородным испарившимся газом. Если ветер очень мощный, $L_b^* \gg 1$, выметенная ветром оболочка захватывает слой облаков на периферии каверны и быстро расширяется с сохранением импульса (12.9); это расширение продолжается примерно до радиуса $R^* \approx 0,14 L_b^* 0,5$, после чего динамика оболочки полностью определяется динамикой испаряющихся и ускоряющихся облаков: $R_2 \approx R_K$.

При $L_b^* \approx 1$ выметенная ветром оболочка расширяется до границы облаков, т.е. горячий ветер заполняет каверну. Испарившийся газ прони-

кает в область горячего ветра из-за неустойчивости Рэлея — Тейлора на границе оболочки, что ускоряет радиативное охлаждение. Расширение оболочки замедляется, она не захватывает облачный слой, и эволюция происходит по закону, промежуточному между (12.5) и (12.9) (Мак Ки и др., 1984).

На самом деле ситуация в случае звезд WR и Of еще сложнее, поскольку их предшественники — массивные O-звезды — тоже теряют вещество в форме звездного ветра. Поэтому в первой стадии следует рассматривать суммарный эффект реактивного испарения облаков и звездного ветра, а во второй стадии включается на порядок более мощный ветер. К тому же все рассуждения проведены без учета движения звезды, искажающего симметричную структуру двуслойной области III и выметенной ветром каверны. Поэтому представленная здесь схема, безуслов-

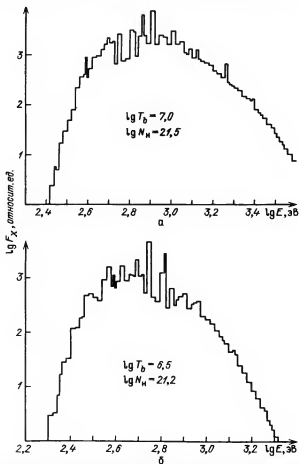


Рис. 69. Ожидаемый спектр рентгеновского излучения каверны, образованной звездным ветром. Расчеты Бочкарева и Лозинской (1985) для туманностей: а — NGC 6888 (§ 12) и б — Sh 119 (§ 14). Указаны средняя температура в слое горячего газа б и плотность поглощающих атомов на луче зрения

но, является очень грубой, тем не менее, как будет показано в § 13 и 15, наблюдаются аморфные и кольцевые области НII вокруг источников сильного ветра, которые вполне в нее укладываются.

Каковы наблюдательные проявления кратко изложенной здесь теории взаимодействия звездного ветра с газом межзвездной среды? Горячая область b на схеме рис. 65 должна излучать в мягком рентгеновском диапазоне. Спектр рентгеновского излучения горячего ветра рассчитан Уивером и др. (1977) и Бочкаревым (1985). Бочкарев и Лозинская (1985) рассчитали ожидаемый спектр и поток рентгеновской эмиссии десятка наиболее перспективных для наблюдения кольцевых туманностей, образованных ветром звезд WR и Of. На рис. 69 приведены результаты расчета — ожидаемый спектр туманностей NGC 6888 и Sh 119 в предположении ионизационного равновесия горячей плазмы. Интегральная рентгеновская светимость в области 44–70 Å составляет $L_{44-70 \text{ Å}} \approx 2 \cdot 10^{33} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. в 10^3 раз меньше мощности ветра L_v . (Напомним, что рентгеновская светимость остатков сверхновых составляет $10^{35} - 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$.) Рентгеновское излучение горячего газа в кавернах, образованных ветром одиночных звезд WR, в частности NGC 6888, уже обнаружено (см. § 14).

Переходная область между слоями b и c в оболочечной туманности, где находится газ с температурой $10^5 - 10^6 \text{ К}$, является источником ультрафиолетового излучения в резонансной линии OVI. Поверхностная плотность в этом слое составляет по оценкам Кастора и др. (1975)

$$N(\text{OVI}) \approx 3.4 \cdot 10^{16} X_O n_0^{9/35} L_{36}^{1/35} t_6^{8/35} \text{ см}^{-2}, \quad (12.14)$$

где X_O — относительное содержание кислорода (по числу атомов). Для стандартной оболочки это дает $N(\text{OVI}) \approx (1-2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что полностью согласуется с интенсивностью резонансных линий OVI, наблюдаемых в спектрах горячих звезд (Дженкинс, Меллой, 1974).

Наиболее отчетливо действие ветра на межзвездный газ проявляется в оптическом диапазоне. Действительно, толщина выметенной оболочки до погружения в нее ионизационного фронта составляет

$$\Delta R_2 \approx R_2/3 \left(1 + \frac{v_2^2}{c_{II}^2} \right); \quad (12.15)$$

мера эмиссии в центральной части оболочки

$$ME_{\text{цен}} \equiv 2n_2^2 \Delta R_2 = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{v_2^2}{c_{II}^2} \right) n_0 R_2 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}, \quad (12.16)$$

мера эмиссии на периферии

$$M_{\text{периф}} = ME_{\text{цен}} (2R_2/\Delta R_2)^{1/2}. \quad (12.17)$$

После того как ионизационный фронт оказывается внутри оболочки, толщина слоя ионизованного газа составляет по Уивер и др., 1977:

$$\Delta R_{\text{HII}} = \frac{N(\text{HII})}{n_2} = 9 \cdot 10^3 S_{48} n_0^{-2} R_2^{-2} \left(\frac{c_{II}^2}{v_2^2 + c_0^2} \right)^2 \text{ пак} \quad (12.18)$$

и мера эмиссии

$$ME_{\text{цен}} = 2n_2 N(\text{HII}) = 2 \cdot 10^4 S_{48} R_2^{-2} \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}, \quad (12.19)$$

где c_0 — изотермическая скорость звука в невозмущенной среде.

Объекты с такой мерой эмиссии наблюдаются как яркие оптические туманности с кольцевой морфологией и тепловым спектром радионизлучения. Наблюдение этих туманностей — оболочек вокруг одиночных звезд с сильным истечением — позволяет экспериментально исследовать процесс взаимодействия звездного ветра с газом межзвездной среды. К анализу туманностей этого типа мы и перейдем в следующих параграфах.

§ 13. КОЛЬЦЕВЫЕ ТУМАННОСТИ ВОКРУГ ЗВЕЗД ВОЛЬФА — РАЙЕ

В 1965 г. был выделен новый класс эмиссионных туманностей — протяженные оболочки вокруг звезд Вольфа — Райе галактического населения I^{*}). К давно известным классам: диффузным областям III, планетарным туманностям и остаткам вспышек сверхновых были присоединены кольцевые туманности, образованные звездным ветром. К новому типу туманностей привлекли внимание исследователей Джонсон и Хогг (1965). Они первыми оценили массы этих объектов по потоку радионизлучения и высказали предположение, что такие оболочки образуются в результате сгребания межзвездного газа сильным звездным ветром. Смит (1968) нашла семь кольцевых туманностей вокруг галактических звезд WR на картах Паломарского атласа; последующие поиски увеличили число звезд с кольцевыми туманностями втрое. Наиболее полный обзор галактических звезд WR с кольцевыми туманностями принадлежит Хеккаторну и др. (1982) и Чу и др. (1983) (см. также табл. 20). Туманности нового класса интенсивно исследовались все эти годы; новая волна прорвалась в последнее время, когда выяснилось, что образование оболочек, возможно, является закономерным процессом эволюции массивных тесных двойных систем и происходит в стадии гелиевой звезды с компактным релятивистским спутником.

Туманность NGC 6888. Наиболее известный и хорошо изученный объект этого типа — кольцевая туманность NGC 6888 вокруг звезды HD 192163 спектрального класса WN6. Эта близкая и относительно яркая туманность с четко выраженной оболочечной структурой и тонковолокнистой морфологией показана на рис. 70. Оптический спектр туманности характеризуется сильными линиями [NII] и [SII], относительные интенсивности $I_{N\alpha}/I_{[NII]}$ меняются от волокна к волокну в пределах от 0,5 до 2,2, среднее значение — 1,5 (Паркер, 1964, 1978; Есипов, Лозинская, 1968). Характерная плотность газа в ярких волокнах составляет около $400\text{--}500\text{ см}^{-3}$. Вариации интенсивностей, в частности линии [OIII], обусловлены изменением потока ионизирующей радиации с расстоянием от центральной звезды. Содержание азота в волокнах оболочки втрое выше нормального космического, содержание гелия также выше нормы (Паркер, 1978; Квинтер, 1981), что по всей вероятности связано с обогащением межзвездного газа веществом, выброшенным звездой Вольфа — Райе (см. ниже).

Спектр радионизлучения туманности — тепловой (Джонсон, Хогг, 1965; Лозинская, 1970). Наблюдения с высоким угловым разрешением выяви-

*) См. сноску на с. 196.

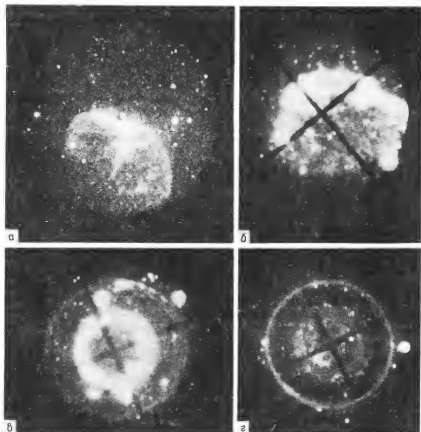


Рис. 70. Монохроматические и интерференционные фотографии туманности NGC 6888, полученные автором с помощью электроиниоптического преобразователя. *а* — фотография туманности в линии [OIII] (60-сантиметровый рефлектор), *б* — яркая область туманности в линии NII (6584 Å), *в* — интерференционное кольцо линии H δ в центре, *г* — интерференционное кольцо, NII (6584 Å) в центре; (*б*, *в* и *г*) получены с помощью 125-сантиметрового рефлектора)

ли полную идентичность тонких деталей — волокон и конденсаций оптического и радиоизображений NGC 6888. Спектр радиоизлучения всей туманности и отдельных конденсаций соответствует $\alpha = 0,1$. Масса туманности, определяемая по потоку радиоизлучения в предположении оптически тонкой оболочки, составляет 4–20 M_{\odot} по оценкам разных авторов (Джонсон, Хогг, 1965; Вендкер и др., 1975; Смит, Бачелор, 1970). Различия объясняются неопределенностью в оценке скважности, поэтому наиболее надежным следует считать значение 4,6 M_{\odot} , полученное с самым высоким угловым разрешением.

Куртес (1960) получил интерферометрический снимок большой области в созвездии Лебедя, куда вошла и туманность NGC 6888; он от-

метил высокие скорости внутренних движений газа в интервале $\Delta v = 80 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В 1967, 1975 и 1985 гг. мы провели большую серию интерферометрических наблюдений; получено более 100 монохроматических и интерференционных фотографий в линиях H_α , [NII] и [OIII], равномерно перекрывающих все поле туманности. Несколько снимков показано на рис. 70, на них видна оболочечная морфология туманности и отдельные яркие волокна и конденсации на фоне более слабого аморфного свечения межволоконной среды. Интегральная яркость туманности в линии H_α составляет $(4-7) \cdot 10^{-10} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ по нашим оценкам и $(5-6) \cdot 10^{-10} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ по данным Вендкера и др. (1975). Интерференционные наблюдения дали распределение лучевых скоростей волокон по всему изображению туманности. Приняв в качестве пространственной модели вытянутый эллипсоид вращения, мы определили угол наклона большой оси эллипсоида к картинной плоскости $47 \pm 10^\circ$ и скорость расширения системы волокон от $55 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ вдоль малой оси до $110 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ вдоль большой оси (Лозинская, 1970). Эти результаты получили независимое подтверждение: Уайт и др. (1979) и Хабер и др. (1979) нашли скорость расширения оболочки $50-90 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по смещению межзвездных линий поглощения в спектре объекта HD 192163. Средняя ширина линии в хорошо изолированных волокнах туманности соответствует $\Delta v(\text{[NII]}) = 28 \pm 3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\Delta v(\text{H}_\alpha) = 43 \pm 2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Лозинская, 1980в). Зная ширину линий излучения двух элементов с разной атомной массой и полагая, что из-за близкого потенциала ионизации области излучения H_α и [NII] совпадают, находим температуру $T_e = 19000 \pm 4000 \text{ К}$ в среднем по туманности. Вендкер и др. (1975) дают $T_e = 16000 \pm 6000 \text{ К}$, сравнивая яркость теплового радионизлучения и излучения в линии H_α . Важно, что оба метода определяют температуру независимо от принятого химического состава волокон, поскольку потеря вещества звездой WR может существенно изменить относительное обилие тяжелых элементов в окрестности.

Все приведенные выше результаты, а именно, спектр свечения, температура и скорость разлета, характеризуют систему ярких волокон и конденсаций. На снимках туманности с большой экспозицией нами в 1970 г. было обнаружено слабое свечение диффузной среды между волокнами в линиях H_α и [NII]. Вендкер и др. (1975) показали, что и в радиодиапазоне наблюдается сходная картина: яркие конденсации погружены в диффузный газ. Анализ профилей линий H_α и [NII] в ярких волокнах и в диффузной среде позволяет заключить следующее (Лозинская, 1980в). Диффузный газ, так же как волокна и конденсации, сосредоточен в оболочке, а не заполняет равномерно объем туманности: диффузная компонента обнаруживает уярчение к периферии, а не к центру NGC 6888. Контраст ярких волокон над диффузным фоном примерно вдвое выше в линии H_α , чем в линии [NII] 6584 Å. Дисперсия скорости излучающих атомов в диффузной среде значительно больше, чем в ярких волокнах и конденсациях. Газ между волокнами излучает слабую широкую линию п-образной формы, полная ширина которой составляет $\Delta v_{\text{H}_\alpha} = 250 \pm 50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\Delta v_{\text{[NII]}} = 210 \pm 60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Диффузный фон достаточно однороден и вряд ли является суммарным эффектом неразрешимых слабых волокон и конденсаций.

Согласуются ли наблюдения с предположением, что туманность NGC 6888 образовалась в процессе взаимодействия ветра звезды HD 192163 с окружающим газом? При расстоянии 1,3 кпк (ван ден Хук и др., 1981) линейный размер оболочки составляет $6,8 \times 4,5$ пк, а с учетом наклона к картинной плоскости максимальный радиус равен $R_2 = 4,5$ пк; скорость расширения системы ярких волокон $v_2 = 110 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ вдоль большей оси эллипсоида. Плотность невозмущенного газа $n_0 = 1-2 \text{ см}^{-3}$ находим, считая, что в тонкой оболочке сосредоточен весь газ, выметенный из объема туманности, масса которого равна $M_{\text{вым}} = 4,6 M_{\odot}$. Мощность ветра, необходимая для формирования такой оболочки, из соотношений (12.5) соответствует $L_v = 2 \cdot 10^{37} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, продолжительность действия ветра $t = 2 \cdot 10^4$ лет. Мы предположили при оценке, что туманность находится в оболочечной стадии; если реализуется более поздняя стадия развития и движение описывается соотношением (12.9), необходимая мощность ветра оказывается в несколько раз больше. По данным табл. 18 потеря массы центральной звездой HD 192163 равна $2,3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и скорость ветра $v_{\infty} = 2000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Соответственно $L_v = (3-4) \cdot 10^{37} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, следовательно, мощность ветра достаточна для образования туманности NGC 6888 в результате сгребания окружающего газа. За время жизни туманности звезда потеряла в форме звездного ветра $0,5 M_{\odot}$ вещества, полный приток кинетической энергии ветра составляет $2 \cdot 10^{49}$ эрг. Момент появления оптической оболочки, определяемый соотношением (12.3), соответствует $t \approx 10^3$ лет, так что стадия адиабатического расширения была пренебрежимо короткой по сравнению с возрастом туманности. Пользуясь соотношениями (12.16) и (12.17), находим ожидаемую меру эмиссии $ME_{\text{центр}} = 800 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$ и $ME_{\text{периф}} = 10^4 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$, что согласуется с яркостью туманности в оптическом и радиодиапазоне. Толщина оболочки больше "теоретического" значения $\Delta R = 0,01 \text{ пк}$, что скорее всего объясняется неоднородностью сгребаемого газа, деформирующей фронт ударной волны.

Какова природа диффузного свечения туманности в широких крыльях линий H_{α} и [NII]? По аналогии с картиной, наблюдаемой в старых остатках сверхновых (см. § 7), можно думать, что слабая широкая компонента линий соответствует газу за фронтом ударной волны II, распространяющейся в межоблачной среде низкой плотности, в то время как яркие волокна представляют области повышенной плотности.

Туманность NGC 2359 вокруг звезды HD 56925 — еще один детально исследованный объект этого класса. Туманность представляет собой правильную тонковолокнистую эллиптическую оболочку, погруженную в диффузную область NII нерегулярной структуры (см. рис. 71). Средний диаметр оболочки составляет $5''$, толщина волокон не превышает $2-3''$, размер диффузной области NII в $2-3$ раза больше оболочки. Детальные исследования NGC 2359 особенно интересны, поскольку эта кольцевая туманность физически связана с плотным молекулярным облаком. Первые спектральные и интерференционные наблюдения тонковолокнистой оболочки в оптическом диапазоне проведены Есиповым, Лозинской (1971) и Лозинской (1973б). Выявлена трехкомпонентная структура линии H_{α} в туманности, обусловленная излучением ближайшего спирального рукава Галактики, диффузной области NII, ионизуемой звездой WR, и тонковолок-

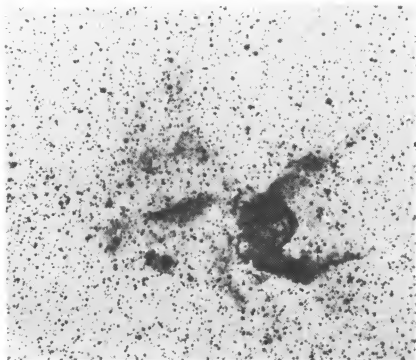


Рис. 71. Кольцевая и диффузная туманности NGC 2359 вокруг звезды Вольфа-Райе HD56925; отпечаток от красной карты Паломарского атласа

нистой кольцевой оболочки (Лозинская, 19736). Ширина линии, излучаемой в диффузной туманности ($\Delta v = 33 \pm 3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), и изменение лучевой скорости максимума от точки к точке (не более $5-7 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) не выходят за пределы движений в областях НП с дозвуковой скоростью. Средней лучевой скорости $v_{\text{LSR}} = 52 \pm 4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ соответствует кинематическое расстояние $4 \pm 0,5 \text{ кпк}$; фотометрическое расстояние до центральной звезды равно $5,3 \text{ кпк}$ согласно ван ден Хухту и др. (1981); соответствующий радиус тонковолокнистой оболочки — около 4 пк . В тонковолокнистой оболочке нам удалось, как и в случае NGC 6888, выделить две компоненты: яркую относительно узкую линию ($\Delta v = 30-40 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по уровню $0,5 I_{\text{макс}}$) на фоне слабой п-образной подложки ($\Delta v = 150-200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по уровню $\leq 0,1 I_{\text{макс}}$). Малый угловой размер оболочки не позволил, как в NGC 6888, сопоставить узкую и широкую компоненты с волокнами и межволоконной средой. Но поскольку в NGC 2359 также наблюдается слабое диффузное свечение газа между волокнами (Шнепс и Райт, 1980), по аналогии с NGC 6888 можно думать, что именно с ним связана широкая слабая компонента.

Скорость расширения оболочки составляет по нашим измерениям $35 \pm 15 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по смещению максимума узкой компоненты и $50 \pm 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по смещению центра тяжести широкой компоненты. Последую-

шие исследования подтвердили наши измерения: хотя Пишмиш и др. (1977) и Трефферс, Чу (1982) нашли скорость расширения лишь $15\text{--}18 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, Шнепс и Райт (1980) уверенно выявили расщепление линии [OIII], соответствующее скорости $60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Плотность газа в ярких волокнах, определяемая по линиям [OII] и [SII], заключена в интервале $10^2\text{--}2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, температура по линиям [OIII] — 12000 К (Есипов, Лозинская, 1971; Пеймберт и др., 1978; Шнепс и др., 1981). Возможно, содержание азота в тонковолокнистой оболочке вдвое выше нормального (Талент, Дюфур, 1979). Комплексные исследования NGC 2359 в линиях CO, проведенные Шнепсом и др. (1981), показали, что туманность взаимодействует с плотным облаком нейтрального газа, имеющим скорость $v_{\text{LSR}} = 54 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. О физической связи облака с оболочкой NGC 2359 говорит аномально большая для холодного молекулярного газа ширина линии CO (около $4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), что может быть обусловлено влиянием ветра; ионизационный фронт проходит по границе облака. Плотность молекулярного водорода в облаке составляет 10^3 см^{-3} , масса — около $10^3 M_{\odot}$. Структура области в радиодиапазоне показала полное соответствие с оптическим изображением; обнаружены тонкие радиоволокна, дополняющие оптическую оболочку на востоке. Возможно, кроме центральной звезды WR в туманности есть еще один источник ионизирующей радиации и менее мощного ветра. Им обусловлена вторичная оболочечная структура и уярчение радиозмиссии в южной части NGC 2359. Масса ионизованного газа в оболочечной туманности, определяемая по потоку радиоизлучения, составляет $16 M_{\odot}$, средняя плотность газа в оболочке $n_e = 70 \text{ см}^{-3}$ (Шнепс и др., 1981).

Нетрудно убедиться, что темп потери массы звездой HD 56952 достаточен для формирования тонковолокнистой оболочки радиусом $\sim 4 \text{ пк}$, расширяющейся со скоростью около $35 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в среде со средней плотностью около $3\text{--}4 \text{ см}^{-3}$. (Оценка плотности сделана в разумном предположении, что весь выметенный ветром газа сосредоточен в тонкой оболочке.) Скорость звездного ветра центральной звезды составляет $v_{\infty} = 2500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по абсорбционному завалу ультрафиолетовых линий спектра (Джонсон, 1980). Пользуясь соотношением (12.5), находим необходимый темп истечения $\dot{M} = (2\text{--}3) \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, что на два порядка ниже верхней границы потери массы $\dot{M} \leq 7 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, определяемой по предельному потоку радиоизлучения звезды при расстоянии 5 кпк (см. Шнепс и др., 1981). Можно думать, что эта оценка близка к реальному темпу истечения. Если туманность находится в более поздней стадии, описываемой соотношениями (12.9), необходима потеря массы $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ (не более $2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, если учесть неопределенность расстояния и скорости расширения).

Возраст оболочечной туманности составляет $8 \cdot 10^4$ лет; звезда потеряла за это время в форме звездного ветра не более $0,1 M_{\odot}$ вещества, что составляет незначительную часть массы оболочки.

Туманность M 1–67, окружающая звезду 209 ВАС (звезду Мерилла), была открыта Минковским и первоначально классифицирована как планетарная (PK 50 + 3° в известном каталоге Перека и Когоутека, 1967). Коуэн и Барлоу (1975) на основе тщательного анализа спектральных и фотометрических наблюдений привели ряд веских аргументов в пользу интерпретации туманности как кольцевой оболочки вокруг звезды WR

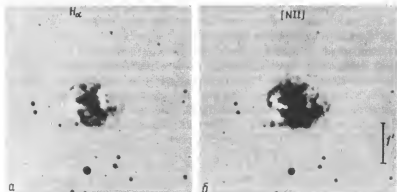


Рис. 72. Кольцевая оболочка М 1-67 вокруг звезды 209 ВАС; фотографии Чу и Треффера (1981а) в линиях H_{α} (а) и NII (б)

населения I, и в дальнейшем объект был исключен из каталогов планетарных туманностей. Мерилл (1938) обнаружил аномально высокую лучевую скорость звезды и туманности $v_{\odot} \approx 200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Последующие спектральные, интерферометрические и фотометрические исследования подтвердили измерения скорости и показали, что степень возбуждения слишком низка для планетарной туманности (см. Коуэн, Барлоу, 1975 и ссылки там). Спектр и кинематика М 1-67 детально исследованы также в более поздних работах (Пишмиш, Резилла-Крус, 1979; Глушков и др., 1979; Бэркер, 1978; Чу, Трефферс, 1981а; Солф, Карсенти, 1982). Туманность представляет собой область NII низкого возбуждения с температурой $T_e = 8000 \text{ К}$; линии кислорода в спектре наблюдаются лишь в стадии O^+ , отношение интенсивностей $I_{[OIII]}/I_{H\beta} \leq 0,03$, линии [OI] также отсутствуют. Плотность газа в волокнах и конденсациях составляет $1000 \pm 300 \text{ см}^{-3}$, поглощение $-A_V = 4,7 \pm 0,6^m$. Оптическое и радиоизображение туманности идентичны, спектр радиоизлучения тепловой, масса ионизованного газа, определяемая потоком радиоизлучения, равна $0,5 M_{\odot}$ (Фейли, Перинотто, 1979). По оптическому свечению с учетом скважности оболочки Солф и Карсенти (1982) нашли близкое значение $0,8 M_{\odot}$. Туманность характеризуется не тонковолокнистой, а клочковатой морфологией (рис. 72). Яркие сгустки и конденсации с характерным размером $10''$ сконцентрированы в тонкой оболочке, $\Delta R/R \approx 0,05$. Фотометрическое расстояние до звезды, если она является звездой типа WN8 населения I, составляет 4,3 кпк (Коуэн, Барлоу, 1975), что соответствует радиусу оболочки 0,9 пк и ее толщине около 0,05 пк. Оболочка расширяется со скоростью $42 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$; на периферии средняя скорость разлета сгустков уменьшается (Солф, Карсенти, 1982). Пишмиш и Резилла-Крус (1979) нашли отдельные конденсации, движущиеся со скоростью от -80 до $+113 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Интерпретация исследований кинематики М 1-67 неоднозначна. Пишмиш и Резилла-Крус (1979) объясняют наблюдаемые скорости неизотропным выбросом вещества около $6 \cdot 10^3$ лет назад; Чу и Трефферс (1981а) считают, что выброс происходил дважды, примерно $6 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^5$ лет назад. Согласно Джонсону (1980) и Солфу, Карсенти (1982), туманность представляет собой

каверну, выметенную звездным ветром. В пользу этого предположения свидетельствует морфология М 1—67: тонкая оболочка правильной сферической формы. Оговоримся сразу, что и в этой модели ветер сгребает не межзвездный газ, а выброшенное звездой вещество (см. § 14). Об этом говорит большая скорость движения оболочки в целом, равная пекулярной скорости звезды. Если бы сгребался межзвездный газ, быстро движущийся источник ветра образовал бы не сферическую, а сильно вытянутую каверну с эксцентричным положением звезды. К тому же энергия ветра, необходимая для искоренения покоящегося межзвездного газа до скорости звезды, оказывается в 20—30 раз больше энергии, необходимой для выметания каверны. Если ветер 209 ВАС сгребает газ выброса, движущийся вместе со звездой, находим из (12.5) мощность истечения $L_v = 3 \cdot 10^{35}$ эрг \cdot с $^{-1}$ и возраст оболочки около 10^4 лет. Здесь принято $n_0 = 10$ см $^{-3}$ из условия, что весь выметенный газ сосредоточен в оболочке. При скорости ветра $v_\infty = 1500$ км \cdot с $^{-1}$, определяемой ультрафиолетовым спектром звезды 209 ВАС (Джонсон, 1980, 1982а), необходимый темп истечения $\dot{M} = 4 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ оказывается существенно ниже наблюдаемого (см. табл. 18).

Ван ден Хухт и др. (1985) сделали попытку ревизовать идентификацию М 1—67 и 209 ВАС и опять отнести объект к классу планетарных туманностей. Основанием для этого послужили данные наблюдений в инфракрасной области спектра с помощью специализированной космической обсерватории "IRAS", свидетельствующие, что излучение обусловлено пылью, нагретой до температуры около 100 К. Именно такое излучение пыли в интервале температур $T = 60$ —200 К наблюдается в планетарных туманностях, см. (Потташ и др. 1984; Хромов, 1985). В звездах WR населения I излучение околозвездной пыли либо не наблюдается, либо соответствует $T = 1000$ К на расстоянии от ядра около 100 а.е.; в связанных с ними кольцевых туманностях, в частности в RCW 58, излучает пыль, нагретая до температуры 30—40 К (ван ден Хухт и др., 1985).

Тем не менее ревизовать тип звезды 209 ВАС и окружающей туманности только на основе имеющейся информации об инфракрасной эмиссии, без какого-нибудь дополнительного независимого подтверждения, кажется преждевременным, учитывая плохо известный механизм образования пыли. В частности, в оболочках, выброшенных звездами WR населения I, пыль, вероятно, имеет ту же природу, что и в планетарных туманностях с ядрами типа WR населения II. По сути дела эти два класса выброшенных звездами оболочек различаются лишь масштабом явления и можно думать, что температура пыли, определяемая радиацией ядра, зависит от радиуса оболочки. Приведенное выше поглощение $A_V = 4.7^m$ плохо согласуется с фотометрическим расстоянием до 209 ВАС $r = 500$ —800 пк, найденным в предположении, что это ядро типа WR населения II. Впрочем, как справедливо отмечают ван ден Хухт и его коллеги, всегда остается возможность объяснить аномально большое межзвездное поглощение клочковым распределением пыли на луче зрения.

Мы не будем останавливаться на результатах наблюдений остальных кольцевых туманностей, связанных со звездами WR, тем более, что не все они изучены столь же детально. Основные параметры галактических звезд WR с кольцевыми оболочками сведены в табл. 20. Мы включили в таблицу

только надежно идентифицированные туманности. Кроме них Хеккаторн и др. (1982) приводят список еще десяти вероятных отождествлений. В таблице представлены соответственно по столбцам: 1 — туманность; 2 — центральная звезда WR (звездочкой отмечены объекты, в которых есть другие возбуждающие звезды); 3 — спектральный класс звезды; 4 — наиболее надежное расстояние (принимались во внимание фотометрическое расстояние до звезды по ван деи Хухту и др. (1981) и кинематическое расстояние до туманности по оценкам разных авторов); 5 — угловой диаметр туманности по измерениям Хеккаторна и др. (1982); 6 — линейный размер; 7 — скорость расширения; 8 — peculiarная скорость звезды или скорость систематического движения туманности (если скорость не приводится, она не превышает $30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$); 9 — высота над галактической плоскостью; 10 — тип туманности по классификации Чу (1981) (W — выметенные ветром каверны, E — звездные выбросы, R_a и R_s — соответственно аморфные и оболочечные области III); 11 — масса туманности, определенная по потоку теплового радиоизлучения, по яркости в линии H_α или по плотности газа (из наблюдений линий SII) и по размеру с учетом скважности; 12 — период и масса компактного спутника — нейтронной звезды в паре с WR по сводке Черепашука (1982); 13 — примечания. В таблицу не включены протяженные оболочечные комплексы вокруг OB-ассоциаций, содержащих звезды Вольфа — Райе, такие как NGC 3372, RCW 113, Sh 11, Sh 54, Sh 157. Хотя в трех отмеченных звездочками объектах гол. 20 имеются дополнительные источники ионизирующей радиации, звезды Вольфа — Райе в них заведомо являются преобладающим источником звездного ветра.

Уже на примере трех рассмотренных выше объектов видно, что ветер может быть не единственным процессом, определяющим формирование кольцевых туманностей. Действие звезд WR на окружающий межзвездный газ проявляется в форме ионизирующей радиации, медленного истечения вещества с поверхности и "мгновенного" сброса оболочки звезды. Преобладающее влияние одного из этих процессов определяет морфологию и кинематику окружающих областей III. Естественная классификация областей III, связанных со звездами WR, основанная главным образом на их морфологии, предложена Чу (1981), и ее мы будем придерживаться для единообразия.

Наиболее многочисленную группу туманностей, возбуждаемых звездами WR, представляют области III с аморфной структурой, т.е. классические диффузные эмиссионные туманности; они обозначены символом R_a . К этому типу принадлежит большинство областей III, идентифицированных со звездами WR в каталоге ван деи Хухта и др. (1981). Влияние ветра в туманностях этого типа может наблюдаться в форме широких слабых крыльев линий оптического спектра на сверхзвуковых скоростях, какие обнаружены во многих "нормальных" областях III. Отсутствие кольцевой структуры этих туманностей может быть связано с неоднородностью среды, наличием нескольких возбуждающих звезд, эффектами наблюдательной селекции, не позволяющими выделить слабую оболочку на фоне яркой эмиссии.

Оболочечная структура туманностей вокруг звезд WR может быть следствием движения ионизационного и ударного фронтов при расширении

Т а б л и ц а 20

Кольцевые туманности, связанные со звездами Вольфа-Райе

Туманность	Звезда WR	Спектральный класс	r , кпк	Угловой диаметр, мин. дуги	Линейный диаметр, пк
1	2	3	4	5	6
Sh 308	HD 50896	WN 5	1,5	40	17
NGC 2359	HD 56925	WN 4	5,3	5(30)	8(45)
NGC 3199	HD 89358*	WN 5	3,8	16×18	16×18
NGC 3372	HD 92740	WN 7+abs	2,3	30	20
Анонимная	HD 92809	WC 6	2,5	30	20
RCW 58	HD 96548	WN 8	3—4	8	6×8
Анонимная	HD 113904	WC+O9 I	1,8	80×45	30×45
RCW 78	HD 117688*	WN 8	7,5	39	86
RCW 104	HD 147419	WN 4	2,6—3	60	46(5)
Анонимная	HD 187282	WN 4	5,5	50×60	97×78
Анонимная	HD 191765	WN 6	1,6	17	8
в Sh 109					
NGC 6888	HD 192163	WN 6	1,3	12×17	4,5×6,8
Анонимная	HD 211564	WN 3	3—4	17 и 36	36 и 17
в Sh 132					
Анонимная	HD 211853*	WN 6+O	3—4	~20	~20
в Sh 132					
M 1—67	209 BAC	WN 8	4,3	1,5	1,9
Анонимная	HD 115473	WC 5	2—4	~40	~44
NGC 6357	HD 157504	WC 6	1,7	36	18
Анонимная	HD 168206	WC 8+O8—9	2	4 и 9	2,4 и 11
в Sh 54	(CV Ser)				

проэволюционировавшей области III, фотоионизационного испарения облачной компоненты газа и выметания окружающего газа ветром (см. § 12). При преобладании первых двух процессов кольцевые области III имеют диффузную морфологию (они обозначены символом R_s в таблице), при преобладающем влиянии ветра наблюдаются тонковолокнистые оболочки—собственно каверны, образованные ветром (символ W). В основе классификации этих двух типов должны лежать исследования кинематики, поскольку туманности R_s характеризуются расширением со скоростью

$v_{расш.}$ км · с ⁻¹	$v_{пек.}$ км · с ⁻¹ (LSR)	z , пк	Тип туманности	Масса туманности M_{\odot}	Компактный спутник, P^d , M/M_{\odot}	Примечания
7	8	9	10	11	12	13
60–80	+33	–300	$W + R_s$	30–40	3,75; 1,3	R_s – оболочка может быть образована Sh 103 и Sh 104. Оболочка в аморфной области H II
35		–12	$W + R_a$	16		
18(60)	–8	–61	W	160		
		–34	$W?$			В комплексе тум. Кнля
20–30		–2	W			
$\Delta v \approx 200$		–300	$E + W$	3–6	4,8; 0,3	Хаотические скорости
< 7 (9–H1)		–83	R_s			Внутри каверны H I (Николо, Ниенела, 1984)
	–90	+20	R_a			
25		–77	W	650		
		–360	R_s		3,85; 1	
50	+50	+43	W	40–80	7,4; ~ 1,5	
55–110	+100	+50	W	5	4,5; ~ 0,5	
		–60	$W + R_a$	~ 20		Двойная оболочка
		–60	R_s	~ 20		
42	+180	+260	E	~ 1	2,36; 1–1,6	
12		+240	R_s			
		+24	R_s			
		+60	$W + R_a$			Двойная оболочка

≤ 10 км · с⁻¹, а туманности W – со сверхзвуковой. Четвертый тип, обозначенный символом E , представляет собой выброшенное звездой вещество. Сброшенные оболочки могут характеризоваться клочковатой структурой и специфическим распределением скорости газовых сгустков.

Отметим сразу, что принятая классификация не однозначна, так как в реальных туманностях все три процесса могут действовать комплексно. Это демонстрируют рассмотренные выше туманности: в NGC 2359 наблюдается протяженная туманность типа R_a и тонковолокнистая каверна W ;

в М 1—67, по всей вероятности, наблюдается выброшенное вещество, сгребаемое ветром. Подробнее на природе кольцевых туманностей мы остановимся в § 14, привлекая данные наблюдений центральных звезд Вольфа—Райе.

Кроме галактических кольцевых оболочек вокруг звезд WR найдено в общей сложности несколько десятков объектов этого класса в Магеллановых Облаках и других галактиках Местной группы (см. Чу, 1983; Жоржелеи и др., 1983; Браунфюрс и Фейцингер, 1983; и ссылки в этих работах). Сразу после отождествления кольцевых туманностей в других галактиках было отмечено, что оболочки вокруг внегалактических звезд WR в несколько раз превышают по размеру оболочки в нашей звездной системе. Эти различия скорее всего объясняются наблюдательной селекцией: в Галактике легче выделить небольшие туманности, чем протяженные комплексы, в то время как в далеких системах туманности малого размера могут оказаться ниже предела разрешения, а протяженные комплексы, наоборот, выявляются легко. Действительно, после того как была введена упомянутая выше классификация, оказалось, что большинство объектов БМО принадлежат к протяженным оболочкам типа R_s . Сравнение объектов одного класса не выявляет сильных различий их размеров в Галактике и в других звездных системах.

Все без исключения галактические кольцевые туманности, связанные со звездами Вольфа—Райе, являются тепловыми радиоисточниками. Тепловая природа радиоизлучения доказывается спектром ($\alpha = 0-0,2$), отсутствием линейной поляризации и тем фактом, что мера эмиссии, определяемая потоком радио- и H_α -излучения, совпадает в пределах ошибок измерений. Подчеркием, что тепловой спектр радиоизлучения является главным наблюдательным признаком, отличающим каверы, выметенные ветром, от затормозившихся остатков вспышек сверхновых. Действительно, оба класса туманностей характеризуются сходной тонковолокнистой оболочечной структурой, скорости разлета ярких волокон близки друг к другу (в IC 443 и NGC 6888 — практически равны), рентгеновское излучение газа за фронтом ударной волны различается лишь количественно (в остатках сверхновых в сотни раз больше).

В заключение остановимся еще на одном вопросе, важном для понимания природы кольцевых оболочек вокруг звезд WR. Спектры свечения семи туманностей были проанализированы с целью определения химического состава. Обнаружены отличия относительного содержания ряда элементов по сравнению с нормальным космическим в следующих оболочках: NGC 6888 (Квиттер, 1981), NGC 2359 (Пеймберт и др., 1978), М 1—67 (Бэркер, 1978), Sh 308, NGC 3199, RCW 58 и в оболочке вокруг HD 191765 (MR 100) (Квиттер, 1984). В табл. 21 представлены результаты оценки относительного обилия (по числу атомов) основных элементов в упомянутых объектах и для сравнения — в туманности Ориона. Химический состав оболочек вокруг звезд WR получен в предположении фотоионизационного спектра свечения, поглощение оценивалось по бальмеровскому декременту, электронная плотность — по отношению линий [SII] или [OII], температура при отсутствии специальных измерений находилась из условия равенства относительного содержания ($O^+/H^+ + O^{++}/H^+$) с туманностью Ориона. При определении полного обилия элемента из сооб-

Таблица 21

Относительное содержание тяжелых элементов ($12 + \lg X/H$) в туманностях вокруг звезд Вольфа-Райе по данным: 1 – Квиттер (1984), 2 – Квиттер (1981), 3 – Пеймберт и Торрес-Пеймберт (1977), 4 – Пеймберт и др. (1978)

Элемент	Sh 308	NGC 3199	RCW 58	NGC 6888	NGC 2359	Туманность Ориона
O	8,54	8,52	8,49	8,45	8,20	8,52
N	8,28	7,83	8,07	8,54	7,52	7,57
S	>6,24	>6,77	>6,27	6,35		7,19
Ne	8,08	7,91		8,01	7,64	7,66
Ar	>6,39	>6,36				6,6
He	11,17	11,04	11,40	11,35	10,94	11,02
Ссылка	1	1	1	2	4	3

Примечание: В столбце NGC 6888 даны результаты для одного самого надежно измеренного волокна. Химический состав туманности Ориона соответствует модели без флуктуаций температуры.

ражения близости потенциалов ионизации принималось $N/N^+ = S/S^+ = O/O^+$, $Ne/Ne^+ = Ar/Ar^+ = O/O^{++}$, $He/He^+ = [(1 - 0,25) O^+/O]^{-1}$. Такая методика заранее предполагает нормальное содержание кислорода, но, как следует из табл. 21, относительное обилие азота и гелия оказалось повышенным в ряде туманностей. Оценки содержания серы и аргона соответствуют нижней границе, поскольку в исследуемый спектральный диапазон не попали линии этих элементов в высоких стадиях ионизации. Заметно повышенное содержание неона может быть связано с некорректностью метода, поскольку такая же аномалия наблюдается и в планетарных туманностях разной степени возбуждения. Состав тонковолокнистой оболочки NGC 2359 меньше других отличается от нормы, но это может быть связано с попаданием в диафрагму спектрофотометра излучения диффузной области НII.

Можно ли объяснить наблюдаемое в кольцевых туманностях аномальное обилие тяжелых элементов, в первую очередь азота, обогащением межзвездной среды веществом ветра? В этом нетрудно удостовериться, зная массу туманности (табл. 20), возраст, определяемый размером и скоростью расширения оболочки, темп потери массы звездой (табл. 18) и химический состав истекающего вещества по спектру свечения центральной звезды. Химический состав поверхности звезды Вольфа-Райе – достаточно неопределенная величина, оценки разных авторов зачастую различаются на порядок, см., например, Нугис, 1982 и Виллис, 1982а. Тем не менее, принимая для звезды HD 192163 содержание $N/He = 10^{-2}$ (по числу атомов) согласно измерениям Нугиса (1982) и Виллиса, Вилсона (1979), наблюдаемое в NGC 6888 содержание $N/He = 1,55 \cdot 10^{-3}$ можно объяснить перемешиванием примерно пяти солнечных масс межзвездного вещества и около 0,5–0,6 M_{\odot} вещества ветра. Как показано выше, именно такую потерю массы в форме звездного ветра за время жизни оболочки обеспечивает наблюдаемый темп истечения центральной звезды.

В массивной оболочке Sh 308 относительное содержание $N/He = 1,28 \cdot 10^{-3}$ может быть следствием перемешивания $30-40 M_{\odot}$ межзвездного газа и $3-7 M_{\odot}$ вещества ветра, если состав его соответствует $N/He = 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ согласно Нугису (1982), Виллису, Вилсону (1979). Приток массы ветра, соответствующий темпу истечения $\dot{M} = 4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и возрасту оболочки $t \approx 80\,000$ лет, равен $\sim 3 M_{\odot}$. (В обоих случаях состав межзвездного газа принимался в соответствии с табл. 21 для туманности Ориона).

Ошибки определения химического состава оболочек методом спектроскопии велики. Это связано с неопределенностью перехода от содержания ионов к полному содержанию, с идеализированным представлением о единой температуре излучающего газа, с реальными вариациями спектра от волокна к волокну. К тому же все расчеты сделаны в предположении фотоионизационного возбуждения, в то время как скорость расширения ряда туманностей, в частности NGC 6888, достигает $\sim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и определенный вклад может дать ударная ионизация и возбуждение газа на фронте ударной волны. (Впрочем, высвечивание газа за фронтом не преобладает над радиационным возбуждением даже в туманности NGC 6888. Об этом свидетельствует обнаруженная автором стратификация излучения: линии более высокой стадии ионизации, такие как [OIII], наблюдаются ближе к центру, чем низкой, [NII] и [SII]. При высвечивании газа за фронтом ударной волны наблюдается противоположная стратификация, см. § 6).

Таким образом, на основании данных табл. 21 можно сделать вывод о повышенном содержании азота и, возможно, гелия в ряде оболочек вокруг звезд Вольфа–Райе. Более надежные количественные результаты, позволяющие судить об обогащении межзвездного газа тяжелыми элементами в результате истечения звезд WR, должны дать наблюдения в рентгеновском диапазоне.

§ 14. КОЛЬЦЕВЫЕ ТУМАННОСТИ: ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР ИЛИ СБРОС ОБОЛОЧКИ?

Ситуация с объяснением природы оболочек вокруг звезд Вольфа–Райе сложилась парадоксальная. Кольцевые туманности были связаны с эффектом сгребания межзвездного газа сильным звездным ветром еще в пионерской работе Джонсона и Хогга (1965), теория взаимодействия ветра с межзвездной средой развивалась параллельно с наблюдениями этих туманностей и на их основе. И все исследователи — наблюдатели и теоретики, занимающиеся туманностями этого типа или ветром в межзвездной среде, без всяких сомнений придерживались такой интерпретации. Однако в работе Масевич и др. (1975) впервые те же туманности связываются со сбросом оболочки в процессе эволюции массивной тесной двойной системы. Эта интерпретация стала так же широко использоваться учеными, занимающимися эволюцией массивных тесных пар (см., например, ван ден Хойвел, 1976; Моффет, Сеггевисс, 1979). Рассматривалась и возможность образования кольцевых туманностей вокруг одиночных звезд Вольфа–Райе путем сброса оболочки в стадии красного или голубого сверхгиганта (Бисноватый-Коган, Надёжин, 1972; Конти, 1976). Ниже мы выведем ряд наблюдательных следствий упомянутых механизмов обра-

зования оболочек и, сравнив их с наблюдениями туманностей и звезд WR, выберем наиболее правдоподобный сценарий.

Как видно из сводной табл. 20, размеры кольцевых туманностей заключены в пределах 2–100 пк, а скорости расширения — в пределах $10\text{--}100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. На примере трех наиболее изученных оболочек мы убедились, что мощность и продолжительность истечения центральной звезды достаточны для формирования туманности. Легко показать, что и остальные оболочки в табл. 20 могли образоваться в результате сгребания ветром околосветного газа. Более того, независимо от происхождения окружающего газа (выброшенное звездой вещество или межзвездный газ), ряд наблюдательных фактов не может быть объяснен без учета сильного звездного ветра. Действительно, яркие компактные конденсации и волокна, наблюдаемые в NGC 6888, размером 0,01–0,1 пк, с плотностью $n_e \approx 500 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T \approx 15\,000 \text{ К}$ в отсутствие внешнего давления горячего газа ветра рассеются за время $10^2\text{--}10^3$ лет. Кинематический возраст конденсаций, определяемый их скоростью и расстоянием от центра, на порядок больше, около $(1\text{--}5) \cdot 10^4$ лет. Так же трудно понять без предположения о сильном звездном ветре само существование тонкой оболочки $\Delta R/R \leq 0,1$ на расстоянии ~ 5 пк от центральной звезды, поскольку толщина свободно расширяющейся оболочки растет пропорционально радиусу. Давление горячего газа — затормозившегося ветра — препятствует диссипации плотных конденсаций и объясняет формирование тонкой оболочки на большом расстоянии от звезды. Наблюдаемая в NGC 6888 картина разлета волокон также говорит не о торможении выброса, а об ускорении окружающего газа ветром: слабые диффузные газовые образования имеют большие скорости, чем яркие компактные конденсации. Если бы разлет определялся торможением выброшенного вещества в межзвездной среде, наблюдалась бы противоположная ситуация. Обнаруженное в ряде туманностей аномально высокое содержание азота и гелия, как мы убедились выше, также может быть объяснено обогащением межзвездного газа ветром.

Итак, пока мы говорим только о физике туманностей, не касаясь центральных звезд; она полностью укладывается в рамки модели взаимодействия ветра с межзвездным газом, рассмотренной в § 12. Единственный наблюдательный аргумент, наводящий на мысль о сбросе оболочки, — кинематика туманности M 1–67.

Однако, обращаясь к данным наблюдений центральных звезд WR в кольцевых туманностях и сравнивая их с полной выборкой звезд Вольфа–Райе галактического населения I, мы с неизбежностью приходим к выводу, что "чистый" звездный ветер не объясняет всей совокупности наблюдательных данных.

Приведем сначала основные параметры звезд Вольфа–Райе, определяющие их физику и эволюционный статус (см. Симпозиум MAC № 99; Халиуллин, Черепашук, 1982; ван ден Хухт и др., 1981 и ссылки там).

Феноменологически звезды WR классифицируются по наличию в спектре сильных широких линий HeI, HeII, а также азота, углерода и кислорода в стадиях OII–OVI, CII–CIV, NII–NV. Физически они представляют собой продукт эволюции массивной звезды, потерявшей внешние водородные слои, т.е. гелиевое ядро с водородно-гелиевой оболочкой, обогащенной

С, N и O. Разделяют две последовательности звезд WR: азотную (WN) с преобладанием линий N в спектре и углеродную (WC) с сильными линиями C и O; общими являются линии He I и He II. В Галактике отождествлена 161 звезда WR, они распределены по спектральным классам следующим образом: WN 2–1, WN 3–4, WN 4–13, WN 4,5–6, WN 5–8, WN 6–18, WN 7–16, WN 8–10, WN 9–1, WN неклассифицированных – 4; WC 4–6, WC 5–13, WC 6–15, WC 7–10, WC 8–8, WC 8,5–6, WC 9–13, WC неклассифицированных – 1; промежуточных или неклассифицированных WR – 8. Степень возбуждения спектра убывает вдоль каждой последовательности с переходом к более позднему подклассу.

Наблюдается корреляция распространённости звезд WR разных спектральных подклассов с галактоцентрическим расстоянием; в Магеллановых Облаках преобладают звезды азотной последовательности. Вероятно, оба факта связаны с различиями содержания в межзвездном газе тяжелых элементов, определяющего звездобразование.

Типичный радиус фотосферы звезды составляет $3\text{--}4 R_{\odot}$, радиус истекающей атмосферы достигает $\sim 40 R_{\odot}$. Масса, надежно определенная для звезд WR в двойных системах, заключена в пределах $5\text{--}50 M_{\odot}$, наиболее правдоподобное значение $\sim 10 M_{\odot}$. Абсолютная светимость, определяемая по звездам в БМО или по членам галактических OB-ассоциаций, довольно сильно меняется в зависимости от спектрального класса вдоль азотной последовательности и слабо или совсем не меняется – вдоль углеродной; дисперсия M_V достигает $\Delta M_V = 0,5\text{--}0,7^m$ для одного класса. Корреляция M_V со спектральным классом означает, что WN поздних классов – звезды большей массы и более высокой светимости, и если звезды эволюционируют вдоль спектральной последовательности по мере истечения вещества, эволюция происходит в направлении от поздних классов к ранним. Болометрическая светимость звезд WR определяется очень неуверенно, поскольку плохо известна болометрическая поправка: спектр излучения заведомо не планковский, трудно разделить излучение гелиевого ядра и протяженной атмосферы, до конца не ясен механизм излучения в линиях.

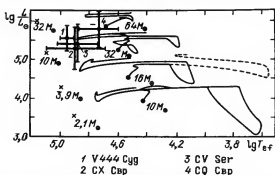


Рис. 73. Звезды Вольфа-Райе в составе тесных двойных систем на диаграмме Герцшпрунга-Рессела: 1 – V 444 Cyg, 2 – CX Cyg, 3 – CV Ser, 4 – CQ Ser по данным Черепашука (1982). Слева – последовательность однородных гелиевых звезд, справа – начальная главная последовательность; показаны эволюционные треки массивных звезд в тесных двойных системах, рассчитанные Тутуковым и Юнгельсоном (1973)

Таблица 22

Эффективная температура и относительное обилие химических элементов в атмосферах звезд WN и WC по наблюдениям ультрафиолетовых спектров одиночных звезд (Виллис, Вилсон, 1979)

Тип	T_e , К	C/N	C/He	N/He
WN	50 000	$4 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
WC	30 000	3	$9 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$

Это делает неуверенными оценки $T_{\text{эф}}$ и M_{bol} . Поэтому положение индивидуальных звезд WR на диаграмме Герцшпрунга—Рессела определяется с большими погрешностями. Тем не менее можно считать твердо установленным, что звезды WR имеют избыточную светимость для своей массы по сравнению со звездами главной последовательности и лежат между нею и последовательностью однородных гелиевых звезд (рис. 73). Наиболее правдоподобной эволюционной стадией звезд WR, определяемой их положением на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, является стадия горения гелия в конвективном ядре массивной звезды, потерявшей внешнюю водородную оболочку в результате обмена масс в двойной системе или при истечении массивной одиночной звезды.

Звезды WR — самые сильные источники ветра среди одиночных стационарных звезд (см. табл. 18). Среднее значение темпа потерн массы составляет $3 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ для звезд WN и $2,5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ — для WC; характерное значение скорости — $v_{\infty} = (2-3) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Отношение механической энергии, теряемой в форме ветра, к излучаемой энергии составляет $L_{\text{в}}/L_{\text{рад}} = 1/5$ (по сравнению с $L_{\text{в}}/L_{\text{рад}} \approx 1/100$ для звезд Of и $L_{\text{в}}/L_{\text{рад}} < 1/100$ для O-звезд главной последовательности).

Распределение звезд WR в Галактике свидетельствует об их образовании из массивных предшественников. Средняя высота над галактической плоскостью $z = 80-90 \text{ пк}$ для WR в паре с OB- (т.е. для звезд, еще не получивших ускорения при вспышке сверхновой в двойной системе), типична для наиболее массивных звезд населения I. Звезды WR концентрируются в спиральных рукавах, в большинстве своем входят в OB-ассоциации, часто встречаются в областях звездообразования. Звезды углеродной последовательности более старые, чем звезды азотной. К этому выводу впервые пришел Микулашек (1969), показав, что звезды WC находятся систематически на больших расстояниях от центра молодых скоплений и ассоциаций, чем WN. Такая картина может быть связана либо с тем, что азотные звезды превращаются в углеродные в процессе эволюции, либо с тем, что последние образуются из звезд меньшей массы и поэтому эволюционируют медленнее. Химический состав поверхности звезд Вольфа—Райе свидетельствует в пользу первой версии.

В табл. 22 приведено относительное содержание C, N и He в атмосфере звезд WR двух последовательностей по данным наблюдений пяти одиночных звезд WN и одной WC в ультрафиолетовом диапазоне согласно Виллису, Вилсону (1979). Обилие водорода, определяемое по оптическим спектрам десятков звезд WR, соответствует $N_{\text{H}}/N_{\text{He}} \approx 0,1-0,2$. Как видно

из табл. 22, обилие углерода и азота в звездах двух последовательностей различается очень резко и именно так, как предсказывает течение цикла C—N—O, если звезды WN превращаются в WC (см. Тутуков, Юнгельсон, 1983; Медер, 1983). Наблюдается заметный ход относительного содержания H/He вдоль спектральных классов азотной последовательности: в поздних WN значение H/He ≈ 1 , в ранних H/He меняется от 1 до 0. Это свидетельствует об эволюции от поздних к ранним классам, если низкое содержание водорода обусловлено истечением внешних слоев звезды.

Продолжительность последовательных стадий WN и WC примерно одинакова и составляет около $(1-2) \cdot 10^5$ лет для звезд с начальной массой $10-30 M_{\odot}$ (Тутуков, Юнгельсон, 1973; Ванбеверен, Паккет, 1979; Медер, 1983).

Звезды WR — ядра кольцевых туманностей — не отличаются существенно от звезд без оболочек, пока речь идет об индивидуальных параметрах звезды: спектре, светимости, темпе истечения и т.д. Но сравнивая статистические характеристики двух совокупностей звезд WR — с кольцевыми туманностями и без них — мы убеждаемся, что первым присущи две особенности, принципиально важные для понимания природы феномена "WR с оболочечной туманностью" (Лозинская, Тутуков, 1981):

1. В полной выборке звезд WR, ограниченной гелиоцентрическим расстоянием $r \leq 2,5$ кпк, содержится 47 звезд. Среди них десять с массивной компонентой в паре (с OB-звездой) и шесть с маломассивной, возможно с нейтронной звездой (Хидайат и др., 1984). В то же время из 18 кольцевых оболочек в табл. 20 только три связаны с массивной парой (WR + OB) и шесть с маломассивной. При этом две из трех туманностей вокруг (WR + OB) являются не кавернами, образованными ветром, в терминологии § 13, а принадлежат к типу R_s , т.е. могут быть проэволюционировавшими областями III. Лишь одна из 10 туманностей, классифицированных как W или E в табл. 20, связана с системой (WR + OB) и 5 связаны с (WR + компактный спутник).

Если считать единственной причиной формирования кольцевых туманностей звездный ветер, преобладание оболочек вокруг звезд WR с невидимым компактным спутником непонятно. Образованные ветром каверны с равной вероятностью должны наблюдаться вокруг массивных, маломассивных пар и одиночных звезд WR. Действительно, звезда O или B в паре с WR не уменьшает, а лишь увеличивает мощность звездного ветра, и нет видимых эффектов наблюдательной селекции, объясняющих малое число выметенных ветром оболочек вокруг двойных систем (WR + OB). Напротив, обнаружение маломассивного релятивистского спутника — предельно сложная наблюдательная задача: периодические изменения блеска звезды WR составляют $\sim 2-3\%$, а вариации лучевой скорости не превышают $\sim 5\%$ ширины линии. Поэтому среди "одиночных" звезд WR, связанных с кольцевыми туманностями, возможно, есть еще не обнаруженные двойные с маломассивными спутниками.

2. Второй не объяснимый с точки зрения "чистого" звездного ветра факт — преобладание среди центральных звезд кольцевых туманностей звезд азотной последовательности: из 18 туманностей табл. 20 лишь три связаны с WC. В околосолнечной области Галактики на расстоянии $r \leq$

≈ 2,5 кпк звезда относится к классу WN и 26 — к классу WC. Темп потери вещества звездами WC и WN одинаков; продолжительность стадии истечения звезд углеродной последовательности вдвое превышает продолжительность действия ветра для звезд азотной последовательности, если первые образуются из вторых. Если бы единственной причиной формирования кольцевых оболочек было действие ветра на межзвездный газ, более старые звезды углеродной последовательности должны были бы нагревать более массивные оболочки. Наблюдения, как видим, дают противоположную картину.

Обе трудности снимаются, если предположить, что ветер звезд Вольфа—Райе сгребает не межзвездный газ, а оболочку, выброшенную на предшествующей стадии развития массивной звезды. Сброс внешних водородных слоев возможен в процессе эволюции одиночной звезды или в двойной системе. В обоих случаях в результате последующего действия на выброшенный газ ветра звезды WR может образоваться кольцевая туманность с параметрами, близкими к наблюдаемым (Лозинская, Тутуков, 1981).

Сброс оболочки одиночной массивной звезды ($M_{\text{нач}} \approx 30 M_{\odot}$) можно ожидать на стадии выгорания водорода и начала горения гелия, т.е. после ухода в область красных сверхгигантов (Бисноватый-Коган, Надёжин, 1972). Во внешних слоях звезды на этой стадии возникает сильный универсальный градиент плотности, стимулирующий мощное ($\dot{M} \approx 0,5 M_{\odot}/\text{год}$) кратковременное истечение, т.е. практически мгновенный сброс оболочки, заключающей большую часть массы звезды, около $15-20 M_{\odot}$.

В последние годы эволюционный сценарий массивной одиночной звезды: $\langle O \rightarrow \text{красный сверхгигант} \rightarrow \text{WN} \rightarrow \text{WC} \rangle$ с истечением вещества и конвективным перемешиванием, выносящим C, N, O на поверхность ядра, получил широкое распространение (Медер, Леке, 1982; Медер, 1982, 1983).

Схема эволюции массивной тесной двойной системы согласно Масевич и др. (1975) и ван ден Хевелу (1976) с указанием характерной продолжительности каждой стадии дана на рис. 74. Как видим, в развитии двух массивных звезд примерно равной массы ($M_{\text{нач}} \geq 20 M_{\odot}$) стадия WR ожидается дважды. В первый раз после того как более массивная звезда заполнит свою часть полости Роша и начнется перетекание вещества на вторую звезду. В результате этой короткой ($10^3 - 10^4$ лет) стадии теряющий вещество спутник — практически чисто гелиевая звезда с остатками водорода в оболочке — превратится в звезду WR в паре с OB. Содержание углерода в оболочке молодой звезды WR по сравнению с содержанием азота невелико в результате реакций C—N—O. По мере истечения вещества обнажаются более глубокие обогащенные углеродом слои и звезда WN превращается в WC.

Далее, после истощения ядерного топлива, звезда взрывается как сверхновая, образуя нейтронную звезду (или черную дыру?) в паре с OB. Поскольку вследствие перетекания вещества взрывается менее массивная звезда, система не распадается. В результате взрыва сверхновой система $\langle \text{OB} + \text{нейтронная звезда} \rangle$ приобретает большую пространственную скорость (до $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$) и за время жизни системы (т.е. до вспышки второй звезды), равное $\sim 3 \cdot 10^6$ лет, "убегающая" пара может удалиться от места возникновения на расстояние 100–500 пк. После выгорания водорода во

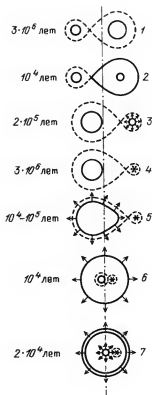


Рис. 74. Сценарий эволюции массивной тесной двойной системы, приводящий к образованию звезд WR с оболочками, согласно Масевич и др. (1975). Показаны стадии: 1 — две звезды главной последовательности; 2 — более массивная звезда с гелиевым ядром заполняет полость Роша; 3 — звезда Вольфа — Райе в паре со звездой OB; 4 — нейтронная звезда в паре со звездой OB после вспышки сверхновой; 5 — вторая звезда почти заполняет полость Роша; 6 — гелиевое ядро с компактным релятивистским спутником внутри общей оболочки; 7 — звезда WR с компактным спутником и расширяющейся кольцевой туманностью. Слева показана ориентировочная продолжительность соответствующих стадий

второй компоненте OB-звезда расширяется и заполняет свою плоскость Роша. Поскольку скорость аккреции истекающего вещества на нейтронную звезду не превышает $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ из-за ограничений, связанных с эддингтоновским пределом, компактный спутник и гелиевое ядро OB-звезды оказываются погруженными в общую водородную оболочку. Продолжительность существования общей оболочки, вероятно, не превышает ее тепловой шкалы времени, т.е. $10^3 - 10^4$ лет. После этого динамическое торможение двойного ядра — гелиевой звезды и релятивистского спутника — приводит к сбросу массивной ($10 - 30 M_{\odot}$) общей оболочки. Скорость разлета оболочки в этой схеме должна быть порядка параболической на поверхности общей оболочки, т.е. $10 - 300 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Так в ходе эволюции массивной тесной двойной системы возникает молодая звезда Вольфа—Райе, возможно "убегающая", с компактной релятивистской компонентой в паре, окруженная расширяющейся газовой туманностью.

Время жизни оболочки, сброшенной одиночной или двойной массивной звездой, определяется уменьшением меры эмиссии расширяющейся туманности. Свободно расширяющаяся оболочка с массой около $20 M_{\odot}$ становится трудно обнаружимой на фоне галактической эмиссии при радиусе около 2 пк (мы принимаем предел обнаружимости $ME \geq 100 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$, см. ниже). С учетом ветра, сгребавшего выброс в тонкий слой, кольцевая туманность может наблюдаться и при размере $10 - 20$ пк. Соответственно время жизни оболочки в этой схеме составляет $10^4 - 10^5$ лет, что согласуется с кинематическим возрастом туманностей, собранных в табл. 20. По мере дальнейшего расширения, если только плотность окружающей среды не аномально высока, $n_0 \leq 10 \text{ см}^{-3}$, расширяющаяся оболочка перестает наблюдаться на фоне галактической эмиссии H_{α} . Характерное время жизни $10^4 - 10^5$ лет объясняет, почему кольцевые туманности обнаружены преимущественно вокруг звезд азотной последовательности — они становятся ненаблюдаемыми до перехода звезды из стадии WN в стадию WC.

Вторая особенность ядер кольцевых туманностей — отсутствие среди них массивных пар (WR + OB) — объясняется сбросом общей оболочки уже после взрыва сверхновой, на стадии образования нейтронной звезды в двойной системе и тривиально — в случае сброса оболочки одиночным сверхгигантом.

Можно ли различить два пути образования звезд Вольфа–Райе с кольцевыми туманностями: при сбросе оболочки одиночной массивной звезды или в двойной системе? Есть три критерия и все они являются наблюдательными следствиями вспышки сверхновой, которая предшествует сбросу общей оболочки в двойной системе:

А. Наличие компактного спутника — нейтронной звезды на близкой орбите, обнаружение которого, впрочем, предельно затруднено широкими эмиссионными линиями и высокой светимостью звезд Вольфа–Райе.

Б. Пекулярная скорость системы, достигающая $\sim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. (Характерные скорости звезд WR населения I до вспышки сверхновой соответствуют $\sim 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.)

В. Если пекулярная скорость “убегающей” звезды направлена перпендикулярно галактической плоскости, то z -координата может быть аномально большой для крайне плоского населения звезд WR. (Для двойных систем (WR + OB), т.е. до вспышки сверхновой, среднее значение равно $z = 80 \text{ пк}$.)

Таковы предсказываемые в рамках сценария сброса общей оболочки в двойной системе на стадии (WR + нейтронная звезда) признаки звезд Вольфа–Райе с кольцевыми туманностями. Обращаясь к данным наблюдений, суммированным в табл. 20, видим, что указанными признаками обладают 8 объектов:

1. HD 50896: обнаружены слабая периодическая переменность блеска и периодические изменения профиля эмиссионных линий с периодом $P = 3,75^{\text{д}}$. Наблюдения интерпретируются как наличие компактного спутника — нейтронной звезды с массой $M = 1,3 M_{\odot}$ внутри протяженной атмосферы звезды WR (Фирми и др., 1980). Большая высота над галактической плоскостью $z = -300 \text{ пк}$.

2. HD 96548: компактный спутник, период $P = 4,8^{\text{д}}$, масса — около $0,3 M_{\odot}$ (Моффет, Иссерштедт, 1980). Большая высота над плоскостью Галактики $z = -300 \text{ пк}$. (Недавно Смит и др., 1985, нашли период $P = 5,8^{\text{д}}$ и рассмотрели иную возможную интерпретацию этих периодических изменений, не связанных с наличием компактного спутника. Если сомнения этих авторов подтвердятся, они коснутся и других объектов и, возможно, заставят пересмотреть всю концепцию.)

3. HD 117688: высокая пекулярная скорость $v_{\text{пек}} = -90 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

4. HD 187282: компактный спутник — нейтронная звезда; период $P = 3,85^{\text{д}}$, масса около $1 M_{\odot}$ (Антохин и др., 1982). Большая высота над галактической плоскостью $z = -360 \text{ пк}$.

5. HD 192163: компактный спутник; период $P = 4,5^{\text{д}}$, масса около $0,5 M_{\odot}$ (Асланов, Черепашук, 1981). Высокая пекулярная скорость $v_{\text{пек}} = 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

6. 209 ВАС: компактный спутник, период $P = 2,36^{\text{д}}$, масса — $1-1,6 M_{\odot}$ (Моффет и др., 1982а). Большая высота над плоскостью $z = 260 \text{ пк}$ и высокая пекулярная скорость $v_{\text{пек}} = 180 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

7. HD 191765: компактный спутник, период $P = 7,4^d$, масса около $1,5 M_{\odot}$. (Антохин, Черепашук, 1984).

8. HD 115473: большая высота над галактической плоскостью $z = 240$ пк.

По крайней мере для этих восьми объектов модель сброса общей оболочки на стадии (WR + нейтронная звезда) и последующее сгребание выброса ветром кажется убедительной.

Применимость рассматриваемого сценария к тем объектам в табл. 20, в которых не найдены упомянутые признаки вспышки сверхновой, сегодня не может быть доказана. Возможно, часть из них образовалась при сбросе оболочки одиночной звезды и последующем сгребании выброса ветром. Массивные кольцевые туманности ($M \geq 50-100 M_{\odot}$) в основном состоят из сгребенного межзвездного газа, в их формировании ветер, вероятно, преобладает над мгновенным выбросом вещества.

Итак, сброс оболочки плюс звездный ветер — таков наиболее вероятный ответ на вопрос, вынесенный в заглавие параграфа. Напомним, что ветер не может быть исключен из рассмотрения, поскольку он необходим для объяснения тонковолокнистой оболочечной структуры и кинематики туманностей, относящихся к классу W.

Есть еще один независимый аргумент в пользу того, что ветер сгребает не межзвездное, а звездное вещество, причем последнее выброшено уже после вспышки сверхновой в системе. "Убегающие" звезды WR, а их много среди ядер кольцевых оболочек, в неподвижном межзвездном газе должны выметать асимметричные оболочки характерной дугообразной формы. Симметричная кольцевая структура туманности вокруг "убегающей" звезды может быть следствием того, что ветер сгребает выброшенный газ, движущийся вместе со звездой. Впрочем, форма оболочки должна рассматриваться в каждом случае индивидуально с учетом направления движения звезды, поскольку она зависит от распределения плотности окружающего межзвездного газа и от ориентации магнитного поля.

Можно подойти к вопросу об образовании кольцевых туманностей еще с одной стороны, а именно, сравнить их число с ожидаемым в рамках двух гипотез: сброса оболочки или сгребания межзвездного газа ветром (см. Лозинская, 1983).

Если выборка звезд WR и кольцевых оболочек полна, т.е. относится к объему, где все звезды и все туманности находятся выше порога обнаружимости, ожидаемое отношение числа звезд с оболочками $N(\text{WR} + \text{оболочка})$ к полному числу звезд $N(\text{WR})$ определяется очевидным соотношением

$$\frac{N(\text{WR} + \text{обол})}{N(\text{WR})} = \frac{t(\text{обол})}{t(\text{WR})}, \quad (14.1)$$

где $t(\text{WR})$ — продолжительность стадии WR (около $(2-3) \cdot 10^5$ лет) и $t(\text{обол})$ — время жизни оболочки. Если преобладающим механизмом формирования оболочек является сгребание межзвездного газа ветром, имеем $N(\text{WR} + \text{обол})/N(\text{WR}) \approx 1$, поскольку адиабатическая стадия расширения каверны пренебрежимо коротка и время жизни туманности практически равно продолжительности стадии истечения (см. § 12).

Если основную роль играет "мгновенный" выброс вещества, $t(\text{обол})$ определяется уменьшением меры эмиссии в процессе расширения выброшенной оболочки. Предельный радиус R_{lim} , при котором туманность

Таблица 23

Статистика звезд Вольфа-Райе с туманностями

Объем выборки	WN — ранние; $m_V \leq 11,1^m$, $A_V \leq 2,5^m$	WN — поздние, $m_V \leq 12^m$, $A_V \leq 2,5^m$	WC, $m_V \leq 11,1^m$, $A_V \leq 2,5^m$	Все WR
Число звезд	19	12	20	51
Яркий фон	2	2	2	6
Звезды с обла- стями НII	14	9	16	39
	82 %	90 %	89 %	87 %
Звезды с коль- цевыми туман- ностями	7(+3?)	3(+2?)	3(+2?)	13(+7?)
	41 % (60 %?)	30 % (50 %?)	17 % (28 %?)	29 % (44 %?)

В скобках данные с учетом неуверенных отождествлений.

еще наблюдается ($ME \geq 100 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$), и соответствующее время жизни найдем, считая что характерная масса выброса составляет $M_{\text{выбр}} \leq 10 M_{\odot}$, толщина оболочки $\Delta R/R \leq 0,2-0,3$ и скорость разлета — около $30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Предел обнаружимости протяженного объекта на красных картах Паломарского атласа соответствует $ME = 50 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$, специальные "глубокие" фотографии через узкополосные фильтры позволяют выявить и более слабые туманности. Мы приняли более жесткий критерий обнаружимости, поскольку звезды WR принадлежат к крайне плоскому галактическому населению I, т.е. наблюдаются на фоне H_{α} -излучения галактического диска. При этих условиях имеем: $R_{\text{lim}} \leq 2-3 \text{ пк}$, $t_{\text{выбр}} \leq 5 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ лет}$, $N(\text{WR} + \text{обол})/N(\text{WR}) \leq 0,2-0,5$.

Обе оценки ожидаемого числа звезд с туманностями, безусловно, являются лишь ориентировочными, тем не менее они различаются в 2-3 раза и интересно сравнить их с наблюдениями. Подсчет интегрального числа звезд ярче данной звездной величины показывает, что выборки галактических звезд WN (ранних) и WC можно считать полными до $m_V = 11^m$ и выборку WN (поздних) до $m_V = 12^m$. Сравнивая предельно обнаружимую $ME = 100 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$ с мерой эмиссии кольцевых туманностей, например NGC 6888, находим жесткое ограничение на межзвездное поглощение $A_V \leq 2,5^m$. В пределах $m_V \leq 11^m$ (для поздних WN имеем $m_V \leq 12^m$) и $A_V \leq 2,5^m$ полными являются и выборка звезд WR, и выборка кольцевых туманностей.

Статистика звезд WR с кольцевыми туманностями по данным Лозинской (1983) отражена в табл. 23, где даны объем полной выборки, число (и процент) звезд WR, связанных с областями НII, а также число (и процент) звезд с кольцевыми туманностями, отдельно для ранних звезд WN (от WN 3 до WN 6), поздних WN (от WN 7 до WN 9) и WC.

Как следует из табл. 23, с диффузными областями НII связано около 80-90% звезд WR, что согласуется с классическими представлениями об образовании зон Стремгрена вокруг горячих звезд. Диффузные области НII образуются при достаточно высокой плотности окружающего газа, т.е. в "холодной" или "теплой" компонентах газового диска Галактики

(см. § 16). Процент звезд WR с диффузными туманностями выше доли объема галактического диска $f_{x+\tau} = 20-50\%$, занятого "холодным" и "теплым" газом. Это понятно, поскольку звезды WR связаны с ОБ-ассоциациями и плотными газопылевыми комплексами.

Сравнение наблюдаемого числа звезд WR с оболочками (29% и не более 44% с учетом ненадежных отождествлений) с ожидаемым свидетельствует против гипотезы их формирования только под действием звездного ветра. По всей вероятности, мгновенный выброс вещества играет существенную роль в формировании кольцевых туманностей. Какова эта роль, пока не ясно. Можно думать, что выброшенная оболочка создает начальное, более устойчивое при взаимодействии с ветром, распределение плотности окружающего газа.

Остается также открытым вопрос, почему, вопреки предсказанию теории, кольцевые оболочки не всегда формируются вокруг источников сильного звездного ветра. Тривиальный ответ — из-за низкой плотности окружающей межзвездной среды — не проходит, поскольку большое число возбуждаемых звездами WR диффузных областей Н II свидетельствует о достаточно высокой плотности. Можно было бы предположить, что причиной отсутствия выметаемых ветром оболочек является высокая скорость звезды относительно околос звездного газа. Но и это, по-видимому, не так. Из 18 реально существующих кольцевых туманностей семь объектов: Sh 308, RCW 78, NGC 6888, M 1-67, RCW 58, и туманности вокруг HD 187282, HD 115473 — обладают высокой пекулярной скоростью или аномально большой высотой над галактической плоскостью, что является свидетельством быстрого движения звезды.

Возможно, короткое время жизни кольцевых туманностей по сравнению с продолжительностью стадии истечения WR объясняется быстрым протеканием горячего ветра через разрывы регулярной структуры оболочки (Лозинская, 1983). Неоднородность оболочки может быть вызвана многократными прямыми и возвратными ударными волнами, возникающими из-за тепловой неустойчивости в момент схлопывания оболочки (см. § 8). Для разрыва оболочки достаточен контраст плотности сгребаемого газа $\Delta n_0/n_0 \approx 30\%$, а наличие магнитного поля облегчает фрагментацию оболочки (Фалле, 19756). Возможно, протеканием горячего газа через неоднородную оболочку объясняются обнаруженные Вендером и др. (1975) радиальные выбросы в линии [O III] за границей яркой туманности NGC 6888.

Если ветер действительно быстро протекает через скажную оболочку, слой горячего ветра (слой b на рис. 65) должен быть заметно ослаблен по сравнению с рассмотренной в § 12 картиной. Для проверки этого наиболее перспективны наблюдения рентгеновского излучения каверн, образованных звездным ветром. В табл. 24 представлена рассчитанная Бочкаревым и Лозинской (1985) ожидаемая в рамках стандартной модели каверны светимость ряда кольцевых туманностей вокруг звезд WR и Of в диапазоне 0,1–4 кэВ с учетом межзвездного поглощения. Расчет сделан для плазмы нормального состава в ионизационном равновесии; использовались параметры туманностей, собранные в табл. 20 и 26. В табл. 24 приведены соответственно в столбцах: 1 — туманность, 2 — принятый при оценке поглощения избыток цвета центральной звезды, 3 — ожидаемая температура плазмы в слое b , 4 — ожидаемый поток рентгеновского излучения в диапазоне

Таблица 24

Ожидаемые температура и поток рентгеновского излучения в диапазоне 0,1–4 кэВ кольцевых туманностей, связанных со звездами WR и Of; для сравнения указан предельно обнаружимый поток при наблюдениях с детектором IPC обсерватории "Эйнштейн"; данные Бочкарева и Лозинской (1985)

Туманность	$E(B-V)$	$T_B, 10^6 \text{ К}$	$F(0,1-4 \text{ кэВ}),$ $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Предельный $F(0,1-4 \text{ кэВ})$
NGC 6888	0,6–0,55	9	$(1-2) \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-12}$
Sh 119	0,3	2,5–5	10^{-11}	$3,2 \cdot 10^{-12} *$
Sh 308	0,12–0,22	9	$< 1,7 \cdot 10^{-12}$	$3,2 \cdot 10^{-12}$
NGC 2359	0,56–0,66	6–10	$(0,1-4) \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^{-13}$
NGC 6164–5** (вторая оболочка)	0,7	2	$5 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$
NGC 7635	0,73	2,5–4,5	$(0,1-6) \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-13}$
RCW 58	0,54	2–6	$\leq 0,14 \cdot 10^{-12}$	$0,6 \cdot 10^{-12}$
NGC 3199	0,92	3–7	$(0,1-1) \cdot 10^{-12}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

* В поле зрения детектора IPC попадает половина изображения туманности Sh 119.

** Расчеты сделаны для второй от центра оболочки NGC 6164–5, поскольку только она, вероятно, образована звездным ветром (см. § 15).

0,1–4 кэВ, 6 – предельно обнаружимый поток при наблюдениях с детектором изображений IPC обсерватории "Эйнштейн" за время 10^4 с.

В программу наблюдений обсерватории "Эйнштейн" был включен ряд кольцевых туманностей вокруг звезд WR. По данным Моффета и др. (19826) протяженные источники, связанные с туманностями Sh 308 и RCW 58, не обнаружены за время накопления сигнала 10^4 с. Отсюда находим верхний предел потока Sh 308: $F(0,1-4 \text{ кэВ}) = 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и RCW 58: $F(0,1-4 \text{ кэВ}) = 0,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, оба значения выше ожидаемого потока. Наиболее перспективны для проверки теоретической модели взаимодействия ветра с межзвездной средой, в частности для проверки гипотезы о протекании ветра наружу, наблюдения NGC 6888 и Sh 119. (Ожидаемые спектры рентгеновского излучения этих туманностей показаны на рис. 69 (с. 209)). Отметим, что эмиссия в области Sh 119 заметна на карте мягкого рентгеновского излучения протяженной области в созвездии Лебедя, полученной Кэшем и др. (1980), но слишком слабая для количественных оценок.

Недавно выделен протяженный рентгеновский источник, связанный с NGC 6888 (Бочкарев и др., 1986). Поток излучения $F(0,1-4 \text{ кэВ}) \approx 10^{-12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ниже предсказанного. Возможно, это подтверждает наше предположение о быстром протекании горячего ветра через разрывы регулярной структуры оболочки. Следует отметить, впрочем, что расчеты ожидаемой рентгеновской светимости образованных ветром каверн пока еще достаточно неопределенны.

Пролить свет на вопросы, поставленные в предыдущем параграфе, могут исследования сходных образований вокруг других источников сильного звездного ветра, и прежде всего вокруг звезд Of, темп истечения которых близок к темпу истечения звезд WR. Звезды Of — горячие массивные O-звезды, в спектре которых наряду с абсорбционными наблюдаются яркие широкие эмиссионные линии H α (4861 Å), NIII (4634–40–41 Å) и более слабые: H γ , CIII (5694 Å) и др. Некоторые линии поглощения слабы или отсутствуют в результате влияния эмиссии; эмиссионные линии часто характеризуются профилями типа P Cyg.

Звезды Of теряют вещество так же интенсивно, как звезды WR: $\dot{M} = 10^{-5}$ – $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, $v_{\infty} = (2-3) \cdot 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. табл. 18 и данные Барлоу, Коузана, 1977; Андриесс, 1980). Но в отличие от звезд WR звезды Of еще сохранили внешнюю водородную оболочку; масса, определяемая по звездам Of в составе двойных систем, достигает $\sim 60 M_{\odot}$ (Конти, 1979).

Возможно, звезды Of являются предшественниками звезд Вольфа — Райе, во всяком случае звезд поздних классов WN 7–9 (Конти, 1979; Виллис, 1982б; Моффет Сеггевисс, 1979а, б; Медер, 1982, 1983). Звезды WN 7–9 отличаются от WC и ранних WN и близки к Of по ряду признаков. Они характеризуются более высокой светимостью и эффективной температурой, более узкими линиями в спектре и, что особенно важно, более высоким содержанием водорода в атмосфере, чем звезды ранних классов азотной последовательности. Звезды WN 7–9 встречаются в наиболее молодых звездных скоплениях. По диаграмме Герцшпрунга — Рассела соответствующих скоплений найден возраст $3 \cdot 10^6$ лет для WN 7–9 и $5 \cdot 10^6$ лет для WN — ранних (Моффет и Сеггевисс, 1979в). По перечисленным параметрам звезды WN 7–9 более похожи на звезды Of, чем на звезды Вольфа — Райе ранних классов. Практически единственное различие между ними — более узкие эмиссионные линии в спектрах Of, что говорит о более мощной истекающей атмосфере звезд WN 7–9. Все перечисленные свойства могут быть объяснены в предположении, что звезды WN 7–9 образуются в процессе потери массы из массивных звезд Of ($M_{\text{нач}} \approx 50 M_{\odot}$). О том, тянется ли эволюционная цепочка дальше, т.е. превращаются ли звезды WN 7–9 в звезды WN ранних классов и по мере дальнейшей потери массы в WC, существуют разные мнения. Не исключено, что звезды WN 3–6 имеют предшественниками менее массивные звезды с $M_{\text{нач}} \approx 30 M_{\odot}$.

Для выяснения эволюционного статуса звезд Of также интересно проверить, существуют ли вокруг них оболочечные туманности, и если существуют, то какова их природа.

Автор обратился к проблеме поиска и исследования кольцевых туманностей вокруг звезд Of в 1982 г. (см. Лозинская и Ломовский, 1982; Лозинская, 1982; Лозинская и др., 1983).

Несколько туманностей с кольцевой морфологией, возбуждаемых звездами Of, были известны уже давно, но нас интересовал вопрос: существует ли единый класс таких образований, многочислен ли он, все ли звезды Of связаны с кольцевыми туманностями?

Полный список звезд Of, O(f), составленный на базе имеющихся каталогов галактических звезд с известными спектральными характеристиками,

Таблица 25

Звезды Of с диффузными и кольцевыми туманностями

Класс светимости	V	III	I + II	Суммарно
Число звезд Of	12	8	9	29
Число звезд Of, связанных с областью НII	11	6	7	23
	90 %	75 %	80 %	79 %
Число звезд Of, связанных с кольцевой туманностью (в том числе)	3	4	5	12
	25 %	50 %	55 %	41 %

содержит 108 объектов. Поскольку спектральные признаки, лежащие в основе идентификации звезд Of, могут быть "временными", мы учитывали звезды, классифицированные как Of хотя бы в одном из каталогов. Окрестности звезд в области $\delta \geq -43^\circ$ были просмотрены на картах Паломарского атласа и на "глубоких" фотографиях атласа Паркера и др. (1979). Использование "глубоких" фотографий, во-первых, позволяет выделить слабые туманности, с мерой эмиссии $ME \geq 20 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$, н, во-вторых, облегчает выявление кольцевой морфологии самых ярких туманностей на фотографиях в линиях [OII], [OIII] и [SII] в дополнение к ($H_\alpha + [\text{NII}]$).

Результаты поиска таковы. Эмиссия или сильное поглощение, препятствующие выявлению туманности, наблюдаются в окрестности более чем 95 % просмотренных звезд. Без исследования кинематически трудно установить физическую связь выявленных слабых областей НII со звездами. Но можно утверждать, что не более 3–5% звезд Of, находящихся в объеме, для которого выборка звезд и туманностей полна (см. ниже), не обнаруживают слабой эмиссионной туманности, во всяком случае на луче зрения.

Из сотни просмотренных звезд Of 46 являются возбуждающими звездами в 42 областях НII, в том числе вокруг 13 звезд наблюдаются кольцевые туманности. Чтобы понять, много это или мало в свете того, что звезды Of, во-первых, ионизуют газ, во-вторых, ветер сгребает его, н, в-третьих, возможен "мгновенный" сброс вещества, рассмотрим область, свободную от эффектов наблюдательной селекции. Подсчет интегрального числа звезд ярче данной величины показал, что список звезд Of полон до $m_V = 8^m$, т.е. до расстояния 1,5–2,5 кпк при $M_V = -5^m \div -6^m$. Предельное поглощение, не препятствующее обнаружению кольцевой туманности, соответствует $A_V = 2,5^m$, если считать, что оболочки вокруг Of и WR идентичны (см. § 14).

Полная выборка звезд, удовлетворяющих этим условиям ($m_V \leq 8^m$, $A_V \leq 2,5^m$), насчитывает 36 объектов; из этих 36 звезд 25 связаны с областями НII, в том числе 12 – с кольцевыми туманностями. В табл. 25 дано распределение звезд Of с диффузными и кольцевыми туманностями по классами светимости (кроме звезд с неизвестным классом светимости).

Т а б л и ц а 26

Кольцевые туманности вокруг звезд Of

Туманность, морфологический тип	Звезда Of (другие возбуждающие звезды)	Диаметр — угловой и линейный	$v_{\text{расш}}, \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$	Масса, M_{\odot}	Примечания
1	2	3	4	5	6
Sh 310 R_s	HD 57060 — UW CMa (HD 57061)	4° 70–100 пк			
IC 1396, Sh 131 R_s	HD 206267 (HD 204827, 205196, 205794, 205948, 206773)	3° 40–45 пк			
IC 1805, Sh 190 R_s	HD 15570, 15558, 15629 (скопление)	$1,5^{\circ}$ 60 пк			
Sh 264, ШГ 64 R_s	HD 36861 — λ Ori (HD 36881, 36895, 37232)	$3,5^{\circ}$ 30 пк	8		Скорость расширения внешней оболочки HI
RCW 113–116 R_s	HD 151804, 152248, 152408	$3-4^{\circ}$ 100–130 пк			
IC 1848, Sh 199 R_s	HD 17505 (HD 237015, 17505, 17520 и др.)	2° 75 пк			

Таблица 26 (окончание)

1	2	3	4	5	6
Тум. Розетка $R_s + W$ Sh 134, ШГ 248 R_s	HD 46056 (NGC 2244) HD 210839 — λ Сер	60' 30 пк 3—4° 30—50 пк	20		Центральная каверна размером 20 пк Отдельные волокна, конденсации, пылевые облака
Кольцевая оболочка R_s Sh 119, ШГ 240 R_s/W NGC 7653	HD 153919 HD 203064—68 Cyg BD + 60° 2522	2° 30—35 пк 2—1,5° 34 пк 2,5'	 15 20	 100—500 4—5	Пылевая оболочка Оболочка NGC 7635 погружена в область H II Sh 162
$W + R_a$ NGC 6164—6165 $E + W + R_s$	 HD 148937	2 пк 6' 2,5 пк	 32	 2	NGC 6164—5 окружена двумя протяженными оболочками, см. текст
Sh 22, ШГ 123 R_s/W	HD 162978	45—50' 10—18 пк			Окружена внешней более слабой оболочкой

Как видим, процент звезд Of, связанных с аморфными и кольцевыми туманностями, близок к числу звезд WR с туманностями: около 70–80% звезд Of связаны с областями III, в том числе 30–40% звезд окружены кольцевыми туманностями. Различия для разных классов светимости незначительны из-за малого объема выборки.

Доля звезд Of, связанных с туманностями, больше доли объема галактического диска, занятого "холодным" и "теплым" газом высокой плотности; как и в случае звезд WR, это объясняется локализацией звезд в области плотных молекулярных комплексов и OB-ассоциаций. Действительно, из 29 звезд, принадлежащих к скоплениям и ассоциациям, 22 связаны с туманностями. Из шести одиночных звезд Of с туманностями связаны только две (Лозинская, 1982).

Таким образом, мы убедились, что существует класс кольцевых эмиссионных туманностей вокруг звезд Of, столь же многочисленный, что и оболочки вокруг звезд WR. Основные параметры кольцевых туманностей вокруг Of даны в табл. 26 соответственно по столбцам: 1 — название туманности и морфологический тип; 2 — звезда Of (в скобках приведены другие возбуждающие звезды, если они существуют); 3 — угловой и линейный диаметр; 4 — скорость расширения; 5 — масса оболочки; 6 — примечания.

При оценке линейного размера для звезд в ассоциациях принималось расстояние согласно Хэмфрис (1978), в остальных случаях мы считали $M_V = -5^m \div -6^m$ и учитывали поглощение по данным Нэккеля и Клара (1980) или пользовались кинематическим расстоянием.

Туманности, связанные со звездами Of, подразделяются на те же четыре типа, о которых мы говорили в § 13. Как и в случае звезд WR, большинство туманностей вокруг Of относится к типу R_a — аморфных областей III. Список их приведен Лозинской (1982). Размеры туманностей этого типа согласуются с размерами зоны Стремгrena вокруг звезд O5–O9: 60–200 пк в среде однородной плотности $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$. Влияние ветра в этих туманностях может проявляться в слабых высокоскоростных крыльях линий оптического спектра. Возможно, "глубокие" фотографии в линиях [OII], [OIII], [NII] и [SII] с высоким угловым разрешением выявят тонковолокнистые оболочки вблизи звезд и в тех объектах, которые пока кажутся аморфными областями III. Второй тип R_s — это кольцевые области III, наиболее многочисленные в табл. 26. В большинстве туманностей этого типа звезда Of — не единственный источник ионизирующей радиации, но преобладающий источник звездного ветра. Иногда кольцевая туманность окружает молодое компактное скопление, содержащее звезду Of.

Туманность Розетка вокруг скопления NGC 2244, включающего звезду Of HD 46056, может служить таким примером. В этом случае центральная каверна образуется в результате интенсивного звездообразования в центре плотного облака и последующего действия на остатки облака ионизирующей радиации и ветра горячих звезд скопления. В туманности Розетка выделяется несколько концентрических слоев; внешняя яркая оболочка не выявляет высокоскоростных крупномасштабных движений, внутренняя каверна окружена оболочкой ионизованного газа, расширяющейся со скоростью $20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Смит, 1973).

Туманность Sh 264 вокруг звезды O8f λ Ori — более старый объект типа R_s . В центральной каверне локализованы еще три O-звезды: λ Ori яв-

ляется членом ассоциации Ori OB1, но связана с кольцевой туманностью, изолированной от протяженной оболочки, включающей Петлю Барнарда (см. § 17). При расстоянии $r \approx 500$ пк размер туманности — 64×48 пк, плотность $n_e \approx 3 \text{ см}^{-3}$, радиус зоны Стремгrena вокруг звезды класса O8 III в среде с такой плотностью соответствует $R_{\text{Ст}} \approx 30$ пк. Кольцевая туманность окружена оболочкой нейтрального водорода, пылевыми облаками, по всей видимости взаимодействует с близлежащим молекулярным облаком (см. Хейлес и др., 1981 и ссылки там). Оболочка H I расширяется со скоростью около $8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Движения в ионизованной оболочке дозвуковые, скорость расширения не более $5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Как видим, туманность вокруг λ Ori может рассматриваться как классическая проэволюционировавшая область HII. Отношение интенсивностей линий: $I_{\text{[NII]}}/I_{\text{H}\alpha} = 0,2$; $I_{\text{[OIII]}}/I_{\text{H}\beta} = 0,02$ (Ринолдс, Огден, 1982) также типично для области HII. В то же время нельзя исключить и влияние ветра на формирование кольцевой расширяющейся оболочки. Для образования оболочки H I размером ~ 70 пк со скоростью расширения $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в среде с начальной плотностью $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$ необходима мощность ветра $L_w \approx (2-3) \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ при продолжительности $t \approx 2 \cdot 10^6$ лет, что согласуется с темпом истечения и временем жизни звезд Of.

Еще две туманности в табл. 26 Sh 119 и Sh 22 следует отнести к типу R_s вокруг одиночных звезд или к типу W, поскольку их кольцевая морфология, вероятно, обусловлена влиянием ветра.

Туманность Sh 119 вокруг 68 Лебеда — яркая протяженная оболочка, возможно, с двойной структурой (рис. 75). При участии автора проведены спектральные и интерферометрические наблюдения туманности, наблюдения в радиодиапазоне на частоте 105 МГц, *UBV*-фотометрия центральной звезды. Результаты сводятся к следующему (Есипов и др., 1982). Оптический спектр туманности — чисто рекомбинационный, спектр радиоизлучения — тепловой, $\alpha = -0,1$. В оболочке не обнаружены систематические крупномасштабные движения, скорость хаотических движений заключена в пределах $\Delta v = 20-30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Средняя температура в туманности $T_e = 12000 \pm 5000 \text{ К}$, плотность $n_e = 40-150 \text{ см}^{-3}$, масса достигает $100-150 M_\odot$. Источником ионизации является звезда 68 Лебеда, ветер центральной звезды достаточен для формирования оболочки радиусом 17 пк, расширяющейся со скоростью $\leq 15 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в среде с плотностью $n_0 = 0,7 \text{ см}^{-3}$. Необходимая мощность ветра $L_w \approx 3 \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ в десятки раз меньше наблюдаемой потери массы 68 Лебеда, (см. табл. 18), а возраст $\sim 5 \cdot 10^5$ лет согласуется с временем жизни звезд Of.

По аналогии со звездами WR — ядрами кольцевых туманностей — мы предположили, что 68 Лебеда может быть членом тесной системы с релятивистским спутником, и с целью поиска слабой периодической переменности провели ее *UBV*-фотометрию. Периодическая переменность действительно была обнаружена.

Последующие спектральные наблюдения подтвердили переменность; кривая блеска и изменения спектрального профиля линий могут быть интерпретированы в рамках модели тесной пары с массой компактной компоненты $1-3 M_\odot$ на расстоянии $a = 30 R_\odot$. (Алдусева и др., 1982). Таким образом, сходство физических параметров туманности Sh 119 с кольцевыми



Рис. 76. Фотография туманности NGC 7635 вокруг звезды BD + 60° 2522, полученная Барлоу и др. (1976)

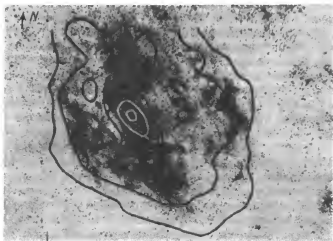


Рис. 75. Фотография туманности Sh 119 вокруг звезды Of 68 Cyg, совмещенная с радиоизофотами на частоте $\nu = 1400$ МГц, полученных Вендкером (1971)

оболочками вокруг звезд WR усугубляется наличием маломассивного компактного спутника — возможно, нейтронной звезды.

Кольцевая туманность Sh 22 (RCW 144; объект № 123 в каталоге Газе и Шайна, 1955), связанная со звездой HD 162978 (O8f II–III), является двойником Sh 119 (Лозинская и др., 1983). Здесь также видна двойная оболочка: центральная яркая кольцевая туманность размером 45–50' и толщиной около 15–20' окружена более тонкими диффузными волокнами на расстоянии 65–80' от центральной звезды. Фотометрическое расстояние до

звезды равно 1,4 кпк, средняя лучевая скорость туманности $v_{LSR} = +7 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ дает кинематическое расстояние $2,7 \pm 1,6$ кпк. С учетом неопределенности расстояния радиус внутренней яркой оболочки составляет 9–18 пк, внешней — 14–30 пк. На картах Паломарского атласа обращает на себя внимание кольцевая морфология большой области за пределами Sh 22. Здесь можно выделить протяженное газопылевое образование размером $4-5^\circ$ с уярчением на периферии со звездой HD 162978 и туманностью Sh 22 в центре симметрии. Для доказательства генетической связи этой внешней оболочки со звездой Of и Sh 22 необходимы исследования поля скоростей всего комплекса. Если газопылевая оболочка находится на том же расстоянии, ее радиус достигает 45–85 пк. Возможно, ее образование связано с ионизирующей радиацией и ветром звезд ассоциации Sgr OB1, расположенной на расстоянии 1,4 кпк.

Сказать что-нибудь более определенное о механизме образования Sh 22 и окружающих оболочек без исследований кинематики нельзя. Ветер HD 162978 может сформировать оболочку размером около 20 пк в среде с характерной плотностью $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$ за время $(1-5) \cdot 10^5$ лет, если истечение имеет средний для звезд Of темп.

Две туманности в табл. 26, безусловно, относятся к типу каверн, образованных сильным звездным ветром; об этом свидетельствует их характерная тонковолокнистая морфология.

Туманность NGC 7635 вокруг $\text{BD} + 60^\circ 2522$ — тонковолокнистая сферическая оболочка размером $\sim 150''$ внутри протяженной (около $30'$) аморфной области III (рис. 76). Оценки расстояния противоречивы — от 500 пк до 3,5 кпк, наиболее надежным кажется фотометрическое расстояние до звезды $r_{\text{фот}} = 3,5$ кпк (Дорошенко, 1972; Израел и др., 1973) и кинематическое расстояние до туманности $r_{\text{кин}} = 3,3$ кпк (Дехарвенг-Баудел, 1973). Плотность и масса туманности, определяемые ее оптической яркостью (с учетом скважности) при радиусе 1 кпк составляют $n_e \approx 400-500 \text{ см}^{-3}$, $M = 4-5 M_\odot$, (см. Линдс, О'Нейл, 1983; Ломовский, Клементьева, 1986 и ссылки там). Спектр радиоизлучения туманности — тепловой, поток соответствует средней плотности $n_e \approx 100 \text{ см}^{-3}$ и массе $M = 13 M_\odot$ (Израел и др., 1973). Вблизи центральной звезды находятся две-три яркие компактные конденсации размером около 0,03 пк с плотностью, равной $(6-9) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (Глушков, Карягина, 1972). Скорость расширения тонковолокнистой оболочки составляет около $15-20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ по измерениям Дехарвенг-Баудела (1973).

Тонкая оболочка генетически связана с протяженной диффузной областью Sh 162, полная масса газа в диффузной туманности достигает $4 \cdot 10^3 M_\odot$, средняя плотность — $10-50 \text{ см}^{-3}$ (Израел и др., 1973). Принимая это значение в качестве плотности невозмущенного газа, сгребаемого ветром, находим из (12.5) необходимую мощность истечения $L_n = (1-2) \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и возраст оболочки — около $2 \cdot 10^4$ лет. Наблюдаемая потеря массы звезды BD + $60^\circ 2522$ (см. табл. 18) обеспечивает необходимую мощность ветра.

NGC 6164-5 — одна из самых поразительных туманностей на небе: четыре концентрические оболочки вокруг звезды Of HD 148937 одновременно являют собой пример звездного выброса E, образованной ветром каверны W и области III с кольцевой морфологией R_s . Звезда расположена в центре

симметрии яркой туманности NGC 6164–5, окруженной ажурной системой тонких слабых волокон, погруженных в сферическ-симметричную область III, по внешней границе которой наблюдается тонкое пылевое кольцо (рис. 77). Наиболее надежная оценка расстояния до системы — 1,4 кпк, что дает радиус соответствующих оболочек 1,3 пк (NGC 6164–5), 5,7 пк (тонковолокнистая слабая оболочка), около 25 пк (кольцевая область III) и около 30 пк (пылевая оболочка). Центральное положение звезды в системе концентрических оболочек, вне всякого сомнения, говорит об их генетической связи.

Исследования кинематики туманности NGC 6164–5 показали, что центральная яркая туманность выброшена из звезды: два внешних ярких сгустка коллинеарны и движутся в противоположных направлениях с одинаковой скоростью $32 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, два внутренних слабых волокна движутся медленнее и, вероятно, выброшены позднее. Качпол и Фист (1970) и Пишмиш (1974) нашли, что возраст объекта составляет $(1-4) \cdot 10^3$ лет, а начальная скорость выброса — около $180 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Специфическая тонковолокнистая морфология второй оболочки типична для каверны, образованной звездным ветром. Возраст ее $t = 5 \cdot 10^4 - 10^5$ лет можно определить из соотношений (12.5), если принять невозмущенную область окружающей области III $n_0 \approx 10 \text{ см}^{-3}$ и параметры ветра $v_\infty = 2600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{год}$, согласно Брувейлеру и др. (1981).

Окружающая диффузная туманность имеет структуру толстой оболочки, хорошо заметную в линии [SII], и, по всей вероятности является классической проэволюционировавшей областью III. Но не исключено, что кольцевая морфология внешней области III также обусловлена ветром центральной звезды, во всяком случае высокая яркость в линии [SII] типична для высвечивания газа за фронтом ударной волны. Учитывая меньшую плотность невозмущенного газа $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$, находим, что при том же темпе истечения HD 148937 необходимая продолжительность действия ветра составляет около $(2-5) \cdot 10^5$ лет и не противоречит выводу Брувейлера и др. (1981) о том, что звезда еще не достигла главной последовательности.

Как можно представить себе образование такой системы оболочек? Если следовать выводу предыдущего параграфа о том, что выброс оболочки облегчает образование тонковолокнистой каверны, заполненной горячим ветром, можно думать, что образование второй от центра тонкой оболочки также было стимулировано мгновенным выбросом вещества, подобным выбросу NGC 6164–5, но предшествовавшим ему. Полагая, что оба выброса были примерно одинаковыми и расширяются с сохранением толщины ($ME \propto R^{-4}$), и оценивая меру эмиссии NGC 6164–5 по излучению в линии H_α : $I_{H_\alpha} = (3,5-18) \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ согласно Джонсону (1972), находим, что радиусу 5,7 пк соответствует $ME \approx 130 \text{ см}^{-6}$ пк, что согласуется с наблюдаемой яркостью тонковолокнистой туманности. Сохранение толщины расширяющейся выброшенной оболочки обеспечивается давлением горячего ветра. Если звездный ветер сгребает газ выброса, аналогичного NGC 6164–5, понятны подобие и одинаковая ориентация центральной и тонковолокнистой оболочек. Впрочем, это может быть следствием одинаковой асимметрии мгновенного и продолжительного выбросов вещества, определяемой свойствами центральной звезды, например ее вращением. Согласно Аведисовой (1977) эллипсоидальная форма кольце-

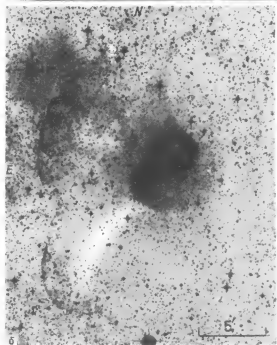
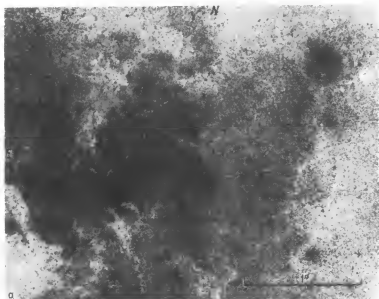


Рис. 77. Система концентрических оболочечных туманностей вокруг звезды θ HD148937. Монохроматические фотографии получены Брувейлером и др. (1981); *a* – общий вид области, *б* – центральная яркая оболочка – туманность NGC 6164–5 и тонковолокнистая оболочка, см. текст

вых оболочек может быть результатом разной потери вещества с полюсов и экватора быстро вращающейся звезды в форме ветра или выброса. Внешняя диффузная оболочка III и пылевое кольцо могут образоваться при движении ионизационного фронта или под действием звездного ветра. Для подтверждения такого сценария необходимы в первую очередь исследования кинематики всего комплекса.

Новый класс кольцевых туманностей вокруг звезд Of требует столь же пристального внимания наблюдателей, что и звезды WR с оболочками, ибо только сравнительный анализ тех и других прояснит механизм их образования. Уже сейчас на базе имеющихся наблюдательных данных можно заключить следующее. Звезды Of ассоциируются с туманностями тех же четырех типов, что и звезды Вольфа — Райе, причем процент звезд обоих классов, связанных с кольцевыми и диффузными туманностями, примерно одинаков. Сходными являются и физические условия в кольцевых туманностях — кавернах, выметенных ветром, и в звездных выбросах, связанных со звездами Of и WR. Звезды Of теряют вещество не только в форме ветра, но и "мгновенно", в форме медленной оболочки. Возможно, на ранней стадии эволюции звезды Of сбрасывают вещество неоднократно; характерная масса выброса — около $2 M_{\odot}$. Пример оболочек вокруг звезды HD 148937 убедительно свидетельствует, что оба процесса — сброс оболочки и звездный ветер — действуют комплексно. И здесь возникает ряд задач, решение которых даст следующее приближение в исследовании взаимодействия звездной и газовой составляющих галактик: действие сильного звездного ветра на выброшенную оболочку; разлет выброса в каверне, образованной звездным ветром. (Вторая задача может быть в большей степени важна для исследования молодых остатков сверхновых).

Среди звезд Of с кольцевыми туманностями есть двойные с компактным релятивистским спутником. Это упомянутая выше звезда 68 Лебедя, известная массивная рентгеновская двойная HD 153919, представляющая Of в паре с нейтронной звездой. Еще в двух объектах табл. 26 есть "косвенные" признаки вспышки сверхновой в двойной системе, о которых мы говорили в § 14: звезда HD 57060 в туманности Sh 310 имеет слишком большую для галактического населения I высоту $z = -150$ пк, звезда HD 152408 в комплексе RCW 113—116 характеризуется высокой пекулярной скоростью $v_{\text{пек}} = -116 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Среди центральных звезд Of есть и массивные пары, например, λ Сер, BD + 60° 2522 (Дорошенко, 1972; Черепашук, Асланов, 1984).

Поиски слабой периодической переменности HD 57060, HD 152408 и других звезд Of с оболочками — чрезвычайно интересная наблюдательная задача, так как в цепи событий: вспышка сверхновой в двойной системе \rightarrow сброс общей оболочки \rightarrow звездный ветер, которая рассматривалась в предыдущем параграфе, еще много недостающих звеньев.

Заключая перечень интересных задач, нельзя не упомянуть очевидную — поиски кольцевых туманностей вокруг звезд Of в близких галактиках, наиболее перспективные в БМО. Первый шаг в этом направлении уже сделан: Вальборн (1982) обнаружил в спектрах четырех звезд Of в БМО яркие раздвоенные линии [OII] 3727—3729 Å, HeI 5876 Å и [NII] 6584 Å. Расщепление линий соответствует скорости $\sim 30\text{--}50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и может быть связано с наличием компактной расширяющейся оболочки типа NGC 6164—5 с повышенным содержанием азота.

Итак, выбрав звезды WR и Of как источники наиболее мощного ветра в надежде, что они позволят исследовать взаимодействие ветра с межзвездным газом в "чистом виде", мы убедились путем наблюдений, что этого "чистого вида", по всей вероятности, в природе не существует. Рассмотренный в § 12 идеализированный сценарий образования тонковолокнистых каверн, заполненных горячим ветром, развивается на фоне "классической" эволюции области III. Сильному звездному ветру на стадии WR предшествует продолжительная ($t \approx 2 \cdot 10^6$ лет) стадия более слабого ветра O-звезды на ГП, которая, возможно, завершается "мгновенным" сбросом внешней оболочки. Во всяком случае тонкие оболочки, наблюдаемые вокруг звезд WR, а может быть и Of, скорее всего представляют собой результат действия сильного ветра на газ, выброшенный звездой в предыдущих фазах развития, но это не единственная возможность.

Разнообразие типов туманностей, связанных с источниками звездного ветра, отражает разные стадии взаимодействия звезды с межзвездным газом, когда преобладающим оказывается один из механизмов: радиация, звездный ветер или сброс оболочки. Теория этого взаимодействия тоже развита "блоками", для одного-двух преобладающих процессов, но не для всей их совокупности. Сейчас можно дать теоретическое обоснование структуры, кинематики и физических условий для любого из перечисленных выше типов туманностей, наблюдающихся вокруг источников сильного звездного ветра. Гораздо труднее ответить на вопрос, почему, вопреки предсказаниям теории, тонковолокнистые оболочечные туманности, образованные ветром (тип W'), не всегда наблюдаются вокруг звезд WR и Of. Но в тех случаях, когда такие оболочки наблюдаются, мы убеждаемся, что звездный ветер "возмущает" большую область межзвездной среды на расстоянии до 10–20 пк, и это "возмущение" во многом подобно действию вспышек сверхновых. Сходство связано с тем, что в обоих случаях развивается сильная сферическая ударная волна, которая распространяется по околосредному газу, передавая ему кинетическую энергию взрыва или звездного ветра.

Единственное принципиальное различие: тепловая природа радиоизлучения образованных ветром каверн и синхротронная — старых остатков сверхновых — еще ждет своего объяснения. Действительно, если мы правильно связываем синхротронное радиоизлучение старых остатков сверхновых с усилением межзвездного магнитного поля с релятивистскими частицами, вмороженного в сжатый газ за фронтом волны высвечивания (см. § 9), то тот же механизм должен действовать в кавернах, образованных звездным ветром, в частности, в NGC 6888. Скорость разлета последней и степень сжатия газа за фронтом, определяемая толщиной и плотностью волокнистой оболочки, тождественны старому остатку IC 443, но спектр радиоизлучения NGC 6888 чисто тепловой. Пока напрашиваются два разумных объяснения. Первое — синхротронное радиоизлучение старых остатков сверхновых существенно определяется релятивистскими электронами, инжектируемыми пульсаром или ускоренными на фронте ударной волны в начальной стадии развития остатка. Второе — ветер звезд WR и Of сгребает не межзвездный, а выброшенный звездой газ, и в этом случае вмороженное в него магнитное поле оказывается существенно слабее среднего галактического (Лозинская, 1980в).

ВЛИЯНИЕ СВЕРХНОВЫХ И ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ГАЗОПЫЛЕВУЮ СРЕДУ ГАЛАКТИКИ

§ 16. ФИЗИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ, РЕГУЛИРУЕМОЕ СВЕРХНОВЫМИ

Мы убедились выше, что вспышки сверхновых и сильный звездный ветер резко меняют температуру, плотность, скорости, состояние ионизации окружающего газа. Существенно ли это для физики межзвездной среды в масштабе всей Галактики? Информации, необходимой для ответа на этот вопрос, уже достаточно. Действительно, мы знаем размер области, в которой газ ускоряется и нагревается ударными волнами, вызванными вспышкой или сильным истечением вещества. Знаем, сколько времени живет этот горячий плазменный пузырь, окруженный плотной расширяющейся оболочкой. Знаем, как часто вспыхивают сверхновые и какие звезды обладают сильным ветром.

Остатки сверхновых живут достаточно долго для того, чтобы в близкой окрестности успела вспыхнуть другая сверхновая и молодой остаток слился со старым. На это впервые обратили внимание Кокс и Смит (1974), показав, что слияние горячих плазменных пузырей приводит к образованию горячих туннелей, занимающих существенный объем галактического диска. Неустойчивость типа Рэлея — Тейлора, возникающая в области столкновения молодого остатка со старой оболочкой, приводит к разрыву оболочки и слиянию остатков. А учет неоднородности межзвездной среды еще усиливает выводы Кокса и Смита, так как горячий газ за фронтом ударной волны быстрее распространяется в среде между плотными облаками. Идея была детально развита Мак Ки и Острайкером (1977), которые сделали радикальный вывод: сверхновые играют определяющую роль в структуре межзвездной среды, так как горячий разреженный газ — слившиеся остатки — занимает большую часть объема галактического диска. Наблюдательным стимулом, подтолкнувшим эти исследования, были измерения мягкого рентгеновского фонового излучения, показавшие широкую распространенность горячего ($T_e \approx 6 \cdot 10^5$ К) газа с плотностью $n_e \approx 0,007$ см⁻³ (Бурстейн и др., 1976).

Чтобы оценить вероятность слияния, зафиксируем объем старого остатка $V \propto R^3 \propto t^{3\eta}$, где η — показатель степени, определяющий закон расширения оболочки (см. § 8). Ожидаемое число молодых остатков с радиусом $R \leq R(t)$, заключенных в этом объеме, $Q(R)$, и объемная скважность — часть объема, занятая остатками сверхновых, $f_{осн}$, составляют, согласно Мак Ки и Острайкеру (1977),

$$Q(R) = (1 + 3\eta)^{-1} S V t, \quad f_{осн} = 1 - e^{-Q}. \quad (16.1)$$

Здесь S — частота вспышек сверхновых, $S_{-13} \equiv S: 10^{-13}$ пк⁻³/год. Для предельно старого остатка, радиус и возраст которого определяются

соотношениями (8.7) и (8.8), можно принять $\eta = 0$, так как в этой стадии оболочка не расширяется (для молодых объектов $\eta = 0,3-0,4$). Полагая $t = t_{\text{макс}}$, $R = R_{\text{макс}}$ и $\eta = 0$, находим

$$Q_{\text{осн}} = 10^{-0,29} E_{51}^{1,28} S_{-13} n_0^{-0,14} \tilde{P}_{04}^{-1,30}, \quad \tilde{P}_{04} \equiv 10^{-4} P_0/k. \quad (16.2)$$

Если внешнее давление P_0 мало ($T_0 \leq 10^4$ К, $n_0 \leq 0,3$ см $^{-3}$), имеем $Q \geq 1$, т.е. остатки сверхновых успевают слиться до полной диссипации в межзвездной среде. Поскольку горячая разреженная плазма при температуре $5 \cdot 10^6 - 10^7$ К остывает медленно, за время $t \geq 5 \cdot 10^6$ лет, сливаются горячие пузыри, а новые вспышки еще прогревают слившиеся каверны, так как ударная волна быстро распространяется в разреженном газе, восстанавливая там высокую температуру. На этом основании Мак Ки и Острайкер сделали фундаментальный вывод: стандартная двухфазная модель межзвездной среды, состоящей из холодных облаков и "теплого" межоблачного газа ($T_e \approx 5 \cdot 10^3$ К, $n_e \approx 0,1$ см $^{-3}$), несостоятельна. Кроме этих двух компонент — "холодной" и "теплой" — существует третья, "горячая", и горячий газ занимает существенный объем газового диска Галактики. Все три фазы находятся в состоянии, близком к динамическому равновесию, и переход из одного состояния в другое происходит быстро, за характерное время $t \leq 10^7$ лет.

Это означает, что состояние межзвездной среды, определяющее, как мы видели в § 8, эволюцию остатков вспышек сверхновых, само регулируется всеми предшествующими вспышками. Следовательно, задачу определения равновесного состояния межзвездной среды следует решать в рамках полного кругооборота вещества и энергии в достаточно большой области галактики (в конечном счете, если учесть еще влияние спиральных волн плотности, то в галактике в целом).

Этот кругооборот, пока мы рассматриваем только физическое состояние среды, должен включать следующие основные компоненты:

1. Молекулярные облака и гигантские молекулярные облака; масса первых $10^3 - 10^4 M_\odot$, вторых — $10^5 - 10^6 M_\odot$.
2. Диффузные облака, нейтральные или ионизованные, с массой $10 - 10^3 M_\odot$. Диффузные облака состоят из плотного ядра (холодная компонента) и разреженной ионизованной короны (теплая компонента).
3. Теплая межоблачная среда с температурой $\sim 10^4$ К и плотностью около $0,1$ см $^{-3}$. (Эта компонента фактически смыкается с теплой короной облаков. Вообще говоря, можно учесть еще две промежуточные фазы: теплые облака с низкой степенью ионизации и температурой, в интервале от 10^2 до 10^4 К, и очень разреженные области HII, ионизованные OB-звездами, находящимися вне областей HII, но это несущественно для обсуждаемой принципиальной схемы.)
4. Звезды, образующиеся, согласно современным представлениям, на периферии гигантских молекулярных облаков в составе ассоциаций и скоплений.
5. Сверхновые и источники сильного звездного ветра.
6. Горячий разреженный газ в кавернах, образованных сверхновыми и звездным ветром.

Взаимодействие этих компонент имеет многосторонний характер и определяется следующими сбалансированными процессами.

I. Приток энергии ультрафиолетовой радиации звезд и сверхновых, а также кинетической энергии звездного ветра и оболочек сверхновых ионизует, греет и ускоряет межзвездный газ в облаках и межоблачной среде. Так происходит переход межзвездного газа из фазы "холодного" в фазу "теплого" и "горячего". Нагретый газ теряет энергию при высвечивании, происходит диссипация энергии при неупругом столкновении облаков.

II. Сверхновые и звездный ветер сгребают газ в плотные холодные оболочки, фрагментация оболочек приводит к образованию диффузных облаков. Так осуществляется переход из горячей и теплой фаз в холодную. Одновременно происходит испарение холодных облаков, соприкасающихся с горячим газом, фрагментация и разрушение облаков ударными волнами, вызванными разлетом сверхновых.

III. Слипание при столкновении хаотически движущихся диффузных облаков приводит к образованию массивных молекулярных облаков. Крупномасштабная гравитационная неустойчивость ансамбля молекулярных облаков в большой области галактического диска формирует гигантские молекулярные облака.

IV. В то же время происходит непрерывное разрушение (так называемая эрозия) молекулярных комплексов под действием ионизирующей радиации, звездного ветра и вспышек сверхновых.

V. Гравитационная неустойчивость на периферии гигантских молекулярных облаков, вызванная действием ударных волн, связанных со сверхновыми, звездным ветром и расширением областей HII, инициирует новую волну звездообразования.

VI. Осуществляется обмен веществом между диском и короной галактики, включающий "всплывание" горячих каверн или сверхзвуковое газодинамическое истечение ("галактические фонтаны"), если горячий газ не погружен в толстый слой холодного плотного газа диска. С другой стороны, происходит радиативное охлаждение и падение коронального газа в галактический диск в форме холодных облаков.

VII. Происходит обмен веществом между звездами и межзвездной средой: газ молекулярных облаков коллапсирует в звезды, звезды теряют вещество в форме звездного ветра, сброса "медленных" оболочек и при вспышках сверхновых.

Характерное время таких процессов, как слипание облаков, образование гигантских молекулярных комплексов, их эрозия и вспышки звездообразования, составляет не менее $10^7 - 10^8$ лет. Обмен газом между гало и диском, между звездами и межзвездной средой происходит еще медленнее, $t \gtrsim 10^9$ лет (Икеучи и др., 1984). Быстрее всего (за время $10^6 - 10^7$ лет) происходит взаимодействие ударных волн, вызванных сверхновыми, и ветром, и ионизирующей радиации звезд с газом межзвездной среды, регулирующее равновесие холодного, теплого и горячего газа. Поэтому в области, не включающей гигантские молекулярные облака и богатые очаги звездообразования, в интервале времени не более 10^8 лет, равновесное состояние диффузных облаков и межоблачной среды определяется лишь сверхновыми, ветром и ионизирующей радиацией, а наиболее эффективными процессами являются сгребание газа в оболочки, превращение холодных оболочек на поздних стадиях в хаотически движущиеся диффузные облака, нагревание газа ударными волнами и остывание из-за

радиационных потерь, ионизация и рекомбинация облаков и межоблачной среды, испарение холодных облаков, погруженных в горячей газ. Равновесное состояние среды, определяемое этими факторами, впервые исследовано аналитически Мак Ки и Острайкером (1977). Численно для более широкого диапазона параметров межзвездного газа задача решена Хабе и др. (1981) и Икеучи и др. (1984); особое внимание эти авторы уделили процессу перехода в равновесное состояние.

Чтобы получить количественные оценки параметров горячей, холодной и теплой среды, Мак Ки и Острайкер формально прослеживают эволюцию остатка сверхновой в терминах " $Q(R)$ ", а именно, пользуясь (16.1) и соответствующими соотношениями § 8, находят связь между Q и интересующими нас параметрами остатков. Приняв затем $Q = 1$, что соответствует слиянию, можно определить состояние газа внутри слившихся остатков. Так, задавая в общем виде изменение радиуса оболочки в виде (8.11), имеем из (16.1)

$$Q = \frac{10^{-14,64}}{1 + 3\eta} \left(\frac{\alpha}{\eta}\right)^{6/5} S_{-13} \left(\frac{E_{s1}}{n_r}\right)^{3/5} t^{11/5}. \quad (16.3)$$

Для примера приведем соотношения, характеризующие момент радиативного охлаждения:

$$\begin{aligned} R_{охл} &= 10^{2,21} E_{s1}^{0,04} \alpha^{0,19} \beta^{0,04} \left(\frac{Q_{охл}}{S_{-13}}\right)^{0,23} \approx 180 \text{ пк}, \\ T_{охл} &= 10^{5,47} E_{s1}^{0,30} \alpha^{-0,45} \beta^{+0,30} \left(\frac{Q_{охл}}{S_{-13}}\right)^{-0,15} \approx 4,4 \cdot 10^5 \text{ К}, \\ Q_{охл} &= 10^{-2,09} E_{s1}^{-0,09} \alpha^{1,18} \beta^{-2,19} S_{-13} \Sigma^{2,10} \approx 0,5. \end{aligned} \quad (16.4)$$

Здесь сохранены обозначения § 8; β — коэффициент, учитывающий усиление радиативного охлаждения из-за вариаций температуры и плотности внутри оболочки: $L = \beta n_r^2 \Lambda(T_r) V$, $\beta = 2,3$ для адиабатического решения и $\beta = 10$ с учетом теплопроводности и испарения облаков. Числовые значения даны для стандартной модели, $E_{s1} = 1$, $n_0 = 0,01 \text{ см}^{-3}$, $\Sigma \approx 48$.

Средние параметры горячей компоненты Мак Ки и Острайкер находят, учитывая вклад остатков на разных стадиях эволюции, т.е. интегрируя по их общему объему $\langle f \rangle = \int_0^1 f(Q) dQ$: $\langle n_r \rangle = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{P}_r = 7,9 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}$, $\langle T_r \rangle = 4,6 \cdot 10^5 \text{ К}$ или, интегрируя в интервале $0,25 \leq Q \leq 0,75$, что характеризует некоторые "типичные" значения: $n_r(\text{тип}) = 3,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\tilde{P}_r(\text{тип}) = 3,6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}$, $T_r(\text{тип}) = 4,5 \cdot 10^5 \text{ К}$.

Теперь, зная характеристики горячего газа, можно найти параметры холодных облаков и теплой короны, считая, что три компоненты газа находятся при равных давлениях, и задавая спектр распределения облаков по размеру. Мак Ки и Острайкер принимают $N(a) \propto a^{-4}$, где a — радиус облака, но их выводы слабо зависят от принятого спектра. Маломассивные облака скорее всего лишены ядер и ионизованы во всем объеме. Они быстро испаряются даже в относительно холодную среду между последо-

вательными прохождением ударных волн и легко сгребаются при столкновении с расширяющейся оболочкой сверхновой. Поэтому облака без ядер можно не учитывать в общем балансе межзвездной среды и минимальный размер в спектре облаков $a_{0 \text{ мин}}$ определять условием наличия у них ядра. Ограничение размера облаков сверху, $a_{0 \text{ макс}}$, связано с их гравитационной неустойчивостью. В такой идеализированной схеме доли объема, занятые холодным (f_x) и теплым (f_T) газом, равны соответственно:

$$f_x = 4\pi a_{\text{кр}}^3 N_{\text{об}} K \left(\frac{n_T}{n_x} \right) \ln \frac{a_{0 \text{ макс}}}{a_{0 \text{ мин}}},$$

$$f_T = \frac{4}{3} \pi a_{\text{кр}}^3 N_{\text{об}},$$
(16.5)

а характерные межоблачные расстояния $\lambda^{-1} \equiv \int N(a_0) \pi a^2 da$:

$$\lambda_x = \left[2,2 K \pi N_{\text{об}} a_{\text{кр}}^2 \left(\frac{n_T}{n_x} \right)^{2/3} \right]^{-1},$$

$$\lambda_T = [\pi N_{\text{об}} a_{\text{кр}}^2]^{-1}.$$
(16.6)

Здесь $a_{\text{кр}}$ — критический радиус короны, определяемый условием наличия плотного ядра, n_x и n_T — плотность холодного ядра и тепловой короны, K — отношение масс ядра и короны в самых маломассивных облаках, $N_{\text{об}}$ — число облаков в единице объема (пк^{-3}).

Среднюю плотность и условие равенства давлений запишем в виде

$$\bar{n} = n_x f_x + n_T f_T \approx n_x f_x,$$

$$n_x T_x \approx (1 + X_T) n_T T_T \approx 9 \cdot 10^3 \bar{P}_4,$$
(16.7)

где $X_T = n_e/n_T$ — степень ионизации короны. При этом условии соотношение между минимальным размером облака $a_{0 \text{ мин}}$ и критическим радиусом $a_{\text{кр}}$ имеет вид

$$a_{0 \text{ мин}} = \left[\frac{K T_x}{(1 + X_T) T_T} \right]^{1/3} a_{\text{кр}}.$$
(16.8)

Максимальный размер гравитационно устойчивых облаков в отсутствие магнитного поля определен Спитцером (1969): $a_{0 \text{ макс}} \approx 2,3 (T_x/80 K) \bar{P}_{0.4}^{-1/2}$ пк. При наличии магнитного поля $H \approx 3 \cdot 10^6$ Э: $a_{0 \text{ макс}} \approx 11,5 \bar{P}_{0.4}^{-5/6} \approx 10$ пк (Мак Ки, Острайкер, 1977). Из (16.5) и (16.7) следует

$$\bar{n} = \frac{11,5 K a_{\text{кр}}^3 N_{\text{об}} \bar{P}_4}{(1 + X_T) T_{T4}} \ln \frac{a_{0 \text{ макс}}}{a_{0 \text{ мин}}}.$$
(16.9)

Значения X_T и $a_{\text{кр}}$ определяются из условия ионизационного баланса:

$$a_{\text{кр}} = \frac{3}{2} [\sigma_H n_T (1 - X_T)]^{-1},$$
(16.10)

$$\alpha_{\text{рек}} n_e^2 \frac{4}{3} \pi N_{\text{об}} a_{\text{кр}}^3 = \alpha_{\text{рек}} n_e^2 f_T = \epsilon_{\text{yf}},$$

где σ_H — эффективное сечение ионизации и $\alpha_{рек}$ — коэффициент рекомбинации водорода, ϵ_{yf} — число ионизирующих квантов в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Соотношения (16.7) — (16.10) дают a_0 мин, $a_{кр}$, X_T и $Q_{охл}$ при заданных K , T_x , T_T , a_0 макс, \bar{n} и ϵ_{yf} и при "типичном" значении давления горячего газа слившихся сверхновых. Из наблюдений диффузных галактических облаков следует $T_x \approx 80$ К, $T_T \approx 8000$ К и $\bar{n} \approx 1 \text{ см}^{-3}$ (Спитцер, 1981). Поскольку облака без ядер быстро разрушаются, можно принять $K \approx 2$. Ионизирующая радиация сверхновых в диапазоне энергий 13,6–40 эВ составляет около 30% начальной энергии E_0 (Шевалье, 1974, см. также § 8); в среднем по галактическому диску это дает $\epsilon_{yf} = 1,2 \cdot 10^{-15}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Фоновая ионизирующая радиация В-звезд соответствует $\sim 0,7 \cdot 10^{-15}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, О-звезды вне областей НП поставляют в среднем $2 \cdot 10^{-15}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (Мецгер, 1978). Приняв суммарный приток ионизирующего излучения $\epsilon_{yf} = (2-3) \cdot 10^{-15}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ с возможной ошибкой в два-три раза и приведенные выше температуру и среднюю плотность облаков, Мак Ки и Острайкер нашли параметры облаков, суммированные в табл. 27. Возможно, фоновое рентгеновское излучение сверхновых в диапазоне 40–120 эВ (около $10^{-16} S_{-1.3} E_{51}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ по оценке Шевалье, 1974) проходит сквозь теплую ионизованную корону и образует вокруг ядра промежуточный теплый слабоионизованный слой с характерной плотностью $n \approx 0,16 \text{ см}^{-3}$, степенью ионизации $x \approx 0,15$ и температурой в пределах 10^2 – 10^4 К, занимающий долю объема $f \approx 0,1$ – $0,15$, но эти оценки очень неопределенны. Для полноты картины следует еще упомянуть разреженные области НП, ионизуемые О-звездами вне плотных облаков.

Результаты расчетов Мак Ки и Острайкера иллюстрирует рис. 78, где дан схематический разрез типичного облака с ядром, короной и промежуточ-

Таблица 27

Параметры межзвездных облаков по данным расчетов Мак Ки и Острайкера (1977)

Параметры облаков	Холодное ядро	Теплая неионизованная корона
Плотность водорода, см^{-3}	42	0,25
Степень ионизации	10^{-3}	0,68
Принятая температура, К	80	8000
Доля объема галактического диска	0,024	0,23
Межоблачные расстояния, пк	88	12
Радиус облаков, пк:		
максимальный	10	10,8
средний	1,6	2,1
минимальный	0,38	2,1
Поверхностная плотность, 10^{19} см^{-2} :		
максимальная	173	0,22
средняя	27	0,22
минимальная	0,5	0,22

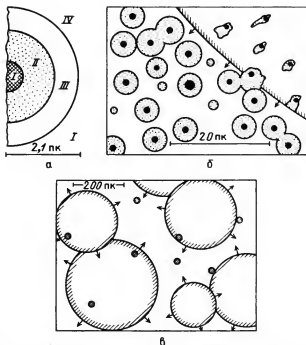


Рис. 78. Структура межзвездной среды, регулируемая вспышками сверхновых, согласно Мак Ки и Острайкеру (1977): а — "среднее" облако, погруженное в горячий газ; температура, плотность и степень ионизации ядра I, промежуточного теплого слабоионизованного слоя II, теплой короны III и горячей среды IV равны соответственно: I — (80 K, 42 см^{-3} , 10^{-3}); II — (8000 K, $0,37 \text{ см}^{-3}$, 0,15); III — (8000 K, $0,25 \text{ см}^{-3}$, 0,68), IV — ($4,5 \cdot 10^5 \text{ K}$, $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, 1); б — крупномасштабная схема; размер облаков отражает реальную скважность межзвездной среды, оболочка сверхновой движется из правого верхнего угла; в — масштаб уменьшен еще в 20 раз, показаны лишь сравнительно молодые остатки сверхновых с радиусом $R < R_{\text{охл}}$ ($R_{\text{охл}} \approx 180 \text{ пк}$ в горячей разреженной среде) и самые большие облака с радиусом $a \geq 7 \text{ пк}$

ным слоем, погруженного в горячий газ, и схема трехкомпонентной структуры межзвездной среды в разных масштабах.

Параметры трех компонент межзвездного газа, найденные в предположении, что они регулируются вспышками сверхновых, согласуются с данными наблюдений. Подчеркнем, что речь идет не об индивидуальных областях НII, НI или горячего межоблачного газа, отражающих локальные условия взаимодействия звезд и газовой среды, а о средних, типичных для околосолнечной области Галактики условиях. Оговорка об околосолнечной области важна хотя бы потому, что частота вспышек сверхновых S_{-13} и средняя плотность газа \bar{n} зависят от галактоцентрического расстояния. Наиболее полная компиляция наблюдений разных компонент газовой среды Галактики — сделана Майерсом (1978). Она суммирует результаты обзоров в семи спектральных линиях радио- и ультрафиолетового диапазонов. На рис. 79 представлена сводка оценок температуры, плот-

ности и давления, и, как видим, приведенные выше "теоретические" значения согласуются с наблюдениями.

Считая, что горячий межоблачный газ, теплые и холодные облака находятся при одинаковом давлении $\bar{P} = 3700 \text{ см}^{-3} \cdot \text{К}$, Майерс нашел из наблюдений, представленных на рисунке, $f_T = 0,3-0,8$, среднее значение $f_T = 0,5$ и $f_T = 0,2-0,4$. Если при этом же давлении находятся все 45 наблюдавшихся диффузных облаков HI, их размер меняется от 0,2 до 12 пк, средняя плотность — от 7 до 61 см^{-3} , что согласуется с данными Мак Ки и Острайкера. Распределение облаков по размеру $N(a) \propto a^{-1}$ отличается от принятого выше, но основные выводы слабо зависят от спектра облаков, и близкие результаты получатся, даже если принять, что все облака характеризуются одним средним радиусом ядра и тепловой короны.

Сверхновые ответственные за ускорение галактических диффузных облаков, среднеквадратичная лучевая скорость которых по измерениям в линии 21 см и в оптических линиях составляет $6-8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. пространственная скорость — $10-13 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Эффективность перехода кинетической энергии вспышки в энергию движения облаков составляет 1-3% (см. Спитцер, 1981). В этом нетрудно убедиться, считая для простоты, что расширяющаяся оболочка сверхновой ускоряет межзвездный газ лишь на стадии выщевивания. Обозначая эффективность передачи энергии $k \equiv M_{\text{об}} v_{\text{об}}^2 / 2E_0$ и учитывая сохранение импульса в поздней стадии расширения

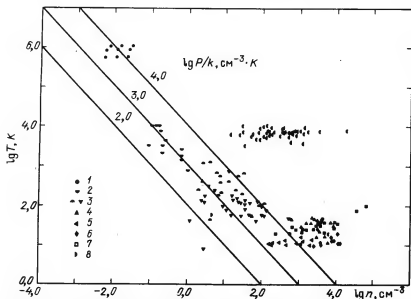


Рис. 79. Сводка наблюдений температуры и плотности разных компонентов межзвездного газа Галактики (Майерс, 1978). Условные обозначения: 1 — горячий газ по наблюдениям в линии OVI, 2 — межоблачный газ по наблюдениям в линии 21 см, 3 — диффузные облака (наблюдения разных авторов, 21 см), 4 — темные облака (21 см), 5 — темные облака (линии CO 2,6 мм), 6 — глобулы (CO 2,6 мм), 7 — небольшие молекулярные облака, связанные с эмиссионными туманностями (CO 2,6 мм), 8 — облака HII (наблюдения в линии $H_{109\alpha}$ 6 см)

оболочки, имеем

$$k = \frac{M_{об} v_{об}^2}{M_{охл} v_{охл}^2} \frac{M_{охл} v_{охл}^2}{2 E_0} \approx \frac{v_{об}}{4 v_{охл}}. \quad (16.11)$$

Здесь $M_{об}$ и $v_{об}$ — масса и скорость полностью затормозившейся оболочки, уже практически неотличимой от стандартных галактических облаков; $M_{охл}$ и $v_{охл}$ — масса и скорость оболочки в момент $t_{охл}$ интенсивного охлаждения излучением (см. 8.3)). Принимая $v_{об} \approx 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и $v_{охл} \approx \approx 100\text{--}200 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, находим $k \approx 2\text{--}3\%$, учитывая, что в этой стадии около 50% начальной энергии E_0 уже высветилось, а тепловая и кинетическая энергии оболочки примерно равны.

Более строгий анализ Мак Ки и Острайкера (1977) для полностью неупругих соударений дает для поздней стадии $t > t_{охл}$ усредненный по углам между скоростью облака и скоростью оболочки приток энергии

$$\Delta E_+ = 2 \pi R^2 d R M_{об} (a_0) N(a_0) d a_0 \frac{M_{обол}}{M_{об}} \left(\frac{M_{обол}}{M_{об}} v_s^2 - \frac{1}{3} v_{об}^2 \right) \quad (16.12)$$

на одну сверхновую с радиусом от R до $r + dR$ и на интервал радиусов облаков от a_0 до $a_0 + da_0$. Здесь принято, что масса на единицу поверхности облака превышает массу на единицу поверхности оболочки: $M_{об} \equiv \equiv M_{об}/a^2 \gg M_{обол} \equiv M_{обол}/R^2$ и скорость оболочки больше скорости облаков.

Интегрирование (16.12) по спектру облаков и по радиусу сверхновой от момента образования оболочки $R_{охл}$ до слияния $R_{сл}$ при $\eta' = 0,39$ и $Q = 0,5$ дает

$$\langle \langle \Delta E_+ \rangle \rangle = \frac{3 \pi^2 N_{об}}{16 \rho_{\tau}} a_{кр} [M(R_{охл})]^2 R_{охл}^3 v_{охл}^3 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ эрг/СН}, \quad (16.13)$$

что составляет около 5% принятой в расчетах начальной энергии вспышки $E_{51} = 1$.

Численные расчеты Ковье и др. (1981a) дали сходное значение притока энергии сверхновой в облачную компоненту среды (см. рис. 48). Усредняя потери энергии одной сверхновой по всему объему галактического диска при частоте вспышек $S_{-13} = 1$, находим плотность притока кинетической

$$\text{энергии } \frac{d \langle \langle E_+ \rangle \rangle}{dV} = 6 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Приток энергии сверхновых компенсирует диссипацию энергии при неупругих столкновениях облаков. Считая, что сечение столкновения облаков равно половине геометрического, и усредняя по гауссовому распределению скорости и принятому выше распределению облаков по

размерам, Мак Ки и Острайкер нашли плотность потери энергии: $\frac{d \langle \langle E_- \rangle \rangle}{dV} \approx \approx -1,3 \cdot 10^{-44} \langle v \rangle^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Приравнявая приток энергии сверхновых и потери энергии облаков, находим среднеквадратическую скорость облаков $\langle v \rangle = 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, близкую к наблюдаемой

Рассмотренное здесь равновесное состояние трехфазной межзвездной среды, регулируемое вспышками сверхновых, относится, как отмечалось, к средней околосолнечной области Галактики, лишенной гигантских молекулярных облаков. Мак Ки и Острайкер, убедившись в факте слияния остатков и в том, что горячие разреженные области галактического диска занимают большой объем, провели анализ для случая низкой начальной плотности $n_0 = 0,01 \text{ см}^{-3}$. Но равновесное состояние, определяемое частотой вспышек и начальным давлением (температурой и плотностью невозмущенной среды), может быть и иным, в частности, разным в короне и диске, в спиральных рукавах и межрукавном пространстве, в центре и на периферии Галактики. Определяя конец жизни остатка как момент слияния ($t_{\text{сл}}$) либо как момент диссипации оболочки после выравнивания внешнего и внутреннего давления (t_p), можно выделить в фазовой плоскости (плотность—температура) шесть областей, в которых равновесное состояние межзвездного газа, регулируемое сверхновыми, оказывается различным. Чтобы обозначить их, зафиксируем три переходных момента в эволюции остатка (см. § 8): t_1 — переход из адиабатической стадии с преобладающим испарением в стандартную адиабатическую, $t_2 \equiv t_{\text{охл}}$ — переход из адиабатической в радиативную стадию, t_3 — начало диссипации оболочки.

Область А: давления выравниваются на радиативной стадии $t_p > t_2$, $t_{\text{сл}} > t_3$.

Область В: слияние остатков происходит на радиативной стадии $t_2 < t_{\text{сл}} < t_3$ (это случай, рассмотренный Мак Ки и Острайкером).

Область С: давления выравниваются на стадии адиабатического расширения $t_1 < t_p < t_2$ (этот случай анализируется Коксом, 1979).

Область D: слияние происходит из адиабатической стадии $t_1 < t_{\text{сл}} < t_2$.

Область Е: давления выравниваются на стадии испарения $t_p < t_1$.

Область F: слияние происходит на стадии испарения $t_{\text{сл}} < t_1$.

Эти шесть возможностей показаны на рис. 80; приблизительные оценки температуры и плотности невозмущенного газа сделаны Икеучи и др. (1984) для частоты вспышек $S_{-13} = 1$ и плотности "средних" диффузных облаков (масса $\sim 40 M_\odot$, размер 2 пк) $N_{06} = 10^{-4} \text{ пк}^{-3}$. Численные расчеты Хабе и др. (1981) показали, что равновесное состояние среды, регулируемое вспышками сверхновых, устанавливается за $(1-3) \cdot 10^7$ лет при $S_{-13} = 1$ и на порядок величины позднее при $S_{-13} = 0,1$ при разумных вариациях начальной температуры, средней плотности газа \bar{n} и потока ионизирующей радиации. При этом возможны по крайней мере четыре равновесных состояния межзвездного газа, показанные на рис. 81 в фазовой плоскости (\bar{n}, S_{-13}) , см. Икеучи и др. (1984):

I — при высокой средней плотности газа и низкой частоте вспышек остатки сверхновых не сливаются, объем горячего газа мал и в фазовой области А устанавливается равновесие двухкомпонентной межзвездной среды: холодные облака и теплый ионизованный газ.

II — при более высокой частоте вспышек или низкой плотности в области В устанавливается равновесие трехкомпонентной среды, описанное выше.

III — с увеличением числа вспышек возможно установление некоторого циклического режима изменений параметров межзвездной среды, предсказанного Икеучи, Томитой (1983), см. также Икеучи и др. (1984).

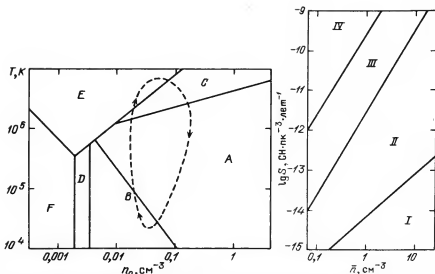


Рис. 80. Шесть областей (A, B, C, D, E, F) в фазовой плоскости (температура – плотность межзвездного газа), в которых эволюция остатков сверхновых завершается по-разному. Границы областей соответствуют расчетам Икеучи и др. (1984) для частоты вспышек сверхновых $S_{-13} = 1$ и плотности облаков $N_{об} = 10^{-4} \text{ пк}^{-3}$. Штриховой линией со стрелками показаны циклические изменения температуры и плотности межзвездного газа под влиянием сверхновых, см. текст

Рис. 81. Четыре состояния межзвездной среды, определяемые частотой вспышек сверхновых (S) и средней плотностью газа (\bar{n}): I – равновесие теплого и холодного газа, II – равновесие теплого, горячего и холодного газа (модель Мак Ки и Острайкера (1977)), III – циклические изменения состояния, IV – преобладание горячего газа, покидающего галактику (Икеучи и др., 1984)

Смысл этой циклическости очевиден. При высокой частоте сверхновых газ нагревается и переходит в фазовую область C или E, где диффузные облака не образуются, но эффективно испаряются. Горячий газ постепенно заполняет весь объем, плотность его растет из-за испарения облаков. Увеличение плотности горячего газа может привести к преобладанию радиативного охлаждения над нагреванием ударными волнами, и среда переходит в область A, где вновь начинается образование диффузных облаков при фрагментации оболочек, сгребаемых сверхновыми. Формирование маленьких плотных облаков уменьшает среднюю плотность невозмущенного газа и переводит систему в фазу B, где вновь начинается эффективное нагревание сверхновыми. Это циклическое изменение состояния межзвездного газа показано штриховой линией на рис. 80.

IV – при очень высокой частоте сверхновых радиативное охлаждение не преобладает над нагреванием в области C–E и весь объем оказывается занятым горячим разреженным газом.

Линии, разграничивающие эти четыре равновесных состояния в фазовой плоскости (\bar{n}, S_{-13}) на рис. 81, найдены из следующих условий:

Переход между состоянием I и II: $t_{сгр} \approx t_i$, где $t_{сгр} \approx (R_{охл}^3 S)^{-1}$ – характерное время сгребания газа, $t_i \approx \xi^{-1}$ – характерное время ионизации.

Переход II—III: $t_{\text{сгр}} \approx t_{\text{исп}} \approx t_{\text{нагр}}$, где $t_{\text{исп}} \approx (R_{\text{исп}}^3 S)^{-1}$ — время испарения, $R_{\text{исп}}$ — радиус остатка при переходе из стадии испарения в адиабатическую (см. § 8), $t_{\text{нагр}} \approx 3\pi k T / f_{\text{г}} E_0 S$ — характерное время нагрева газа сверхновыми

Переход III—IV: $t_{\text{нагр}} \approx t_{\text{охл}}$.

Возможность циклических изменений состояния межзвездной среды пока еще остается чисто умозрительной, поскольку никак не проверена наблюдениями. Условно введя в рассмотрение образование и разрушение гигантских молекулярных облаков и звездообразование в них, можно, по-видимому, ближе подойти к реально наблюдаемой ситуации. Состояние межзвездной среды с учетом всех перечисленных в начале параграфа компонент (кроме обмена газом между диском и гало), как показали расчеты Икеучи и др. (1984), также характеризуется циклическими изменениями, цепь которых складывается из следующих основных звеньев. Гравитационная неустойчивость ансамбля молекулярных облаков, связанная, например, с неустойчивостью дифференциально вращающегося диска Галактики (см. Ковье (1981), приводит к слипанию нескольких десятков молекулярных облаков (с массой около $10^4 M_{\odot}$) в гигантские молекулярные облака (с массой 10^5 – $10^6 M_{\odot}$). Появление таких комплексов вызывает вспышку звездообразования; начинаясь на периферии гигантских молекулярных облаков, звездообразование переводит часть облака в теплую фазу, а после начала вспышек сверхновых — в горячую. Волна звездообразования и вспышек сверхновых распространяется вглубь гигантского молекулярного облака, разрушая его, и потом затухает, исчерпав "строительный материал". Конкурирующая цепь процессов: сгребание и высвечивание теплого и горячего газа, образование и фрагментация холодных плотных оболочек, образование диффузных облаков и их слипание в молекулярные облака — вновь увеличивает массу молекулярных облаков на единицу поверхности диска галактики. Когда последние оказываются выше некоторой критической, зависящей от скорости молекулярных облаков и эпизодической частоты (Ковье, 1981), вновь развивается гравитационная неустойчивость ансамбля молекулярных облаков.

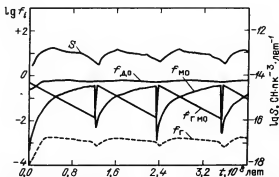


Рис. 82. Циклические изменения частоты сверхновых (S) и доли массы молекулярных облаков $f_{\text{мо}}$, гигантских молекулярных облаков $f_{\text{гмо}}$, диффузных облаков ($f_{\text{до}}$) и горячей каверы — слившихся остатков сверхновых $f_{\text{г}}$, $f_i = M_i / \Sigma M_i$, расчеты Икеучи и др. (1984) для околосолнечной области Галактики при $n = 1.7 \text{ см}^{-3}$.

На рис. 82 показаны результаты расчетов Икеучи и др. (1984) для около-солнечной области Галактики при плотности $\bar{n} = 1,7 \text{ см}^{-3}$, начальной функции масс по Солпитуру $N(M) \propto M^{-2,35}$ в интервале $5 \leq M_{\text{нач}} \leq 60 M_{\odot}$ и времени жизни звезд данной массы

$$\lg t(M) = 10,02 - 3,57 \lg M + 0,9 (\lg M)^2. \quad (16.14)$$

На кривой видны периодические изменения частоты вспышек сверхновых и доли общей массы газа, приходящейся на горячие каверны, молекулярные облака и гигантские молекулярные облака, с периодом $1,2 \cdot 10^8$ лет. В зависимости от средней плотности газа, эциклической частоты и дисперсии скорости молекулярных облаков, т.е. на разных галактоцентрических расстояниях, расчеты дают разную продолжительность и амплитуду изменений. На расстояниях $r_{\text{гал}} \approx 5 \text{ кпк}$, $\bar{n} \approx 10 \text{ см}^{-3}$ период уменьшается до $4 \cdot 10^7$ лет и амплитуда изменений частоты сверхновых падает; эта область соответствует кольцу молекулярных облаков в Галактике. Во внешних областях $r_{\text{гал}} \approx 12 \text{ кпк}$ при $\bar{n} = 0,7 \text{ см}^{-3}$, ожидаются долгопериодические ($t = 2,4 \cdot 10^8$ лет) изменения большой амплитуды.

Эти циклические изменения состояния межзвездной среды имеют ту же природу, что колебательные химические реакции Белоусова–Жаботинского или периодические изменения популяций в простых экологических системах, например, четкие минимумы и максимумы численности зайцев, оленей карибу и рысей, наблюдаемые каждые ~ 10 лет в замкнутой экосистеме острова Ньюфаундленд (Бертгред, 1984). В роли “хищников” в нашем случае выступают звезды и сверхновые, разрушающие гигантские молекулярные облака, где они зарождаются. А отвлекаясь от биологических аналогий, можно надеяться, что именно вариации активности звездообразования и сопутствующих явлений: числа гигантских областей III и частоты вспышек сверхновых, как наблюдаемый издавна феномен, легче всего обнаружить при статистическом анализе достаточно большого числа галактик. В частности, повышенная частота звездообразования, наблюдаемая в некоторых карликовых галактиках (Клейн, 1984), может быть, объясняется именно активной фазой этих звездных систем.

В спиральных галактиках такие крупномасштабные долгопериодические циклы прерываются при прохождении волн плотности. Поэтому описанная картина скорее всего реализуется в области коротации или на периферии S-галактики.

Градиент плотности в Галактике и плавучесть горячих плазменных пузырей — остатков сверхновых — приводят к проникновению горячего газа в корону. Если горячий газ в диске занимает значительный объем, т.е. не должен “просачиваться” сквозь большие массы холодного плотного газа, его подъем в корону может быть основным поставщиком коронального газа, обеспечивая приток массы около $1 M_{\odot}/\text{год}$. Вспышки сверхновых I типа, локализованные высоко над плоскостью галактики, дополнительно прогревают корональный газ, частично компенсируя его радиативное охлаждение. Средняя температура коронального газа не превышает 10^6 К , плотность соответствует примерно 10^{-3} см^{-3} . Если приток энергии сверхновых I типа достаточно эффективно нагревает корональный газ, его характерная шкала высоты может достигать 7–8 кпк (Шевалье, Оегерл, 1979). Если горячего газа образуется больше, чем может удержать гравитационное

поле Галактики, корональный газ покидает Галактику. Это означает, что галактический ветер также регулируется вспышками сверхновых. Радиативное охлаждение коронального газа может оказаться существенным на высоте 2–5 кпк. Охлаждение сопровождается тепловой неустойчивостью и приводит к конденсации нейтральных облаков. Холодный уплотнившийся газ падает обратно в галактический диск с характерной скоростью около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Не исключено, что в результате этого процесса, получившего название "галактические фонтаны", образуются высокоскоростные высокоширотные облака HI (Шапиро, Филд, 1976; Кокс, 1981). Действительно, подавляющее большинство высокоширотных облаков имеют отрицательные скорости такого порядка. Если корональный газ интенсивно остывает, обмен газом между диском и короной может достигать нескольких масс Солнца в год. Впрочем, исследования процесса образования горячей короны находятся в самой начальной стадии и все приведенные оценки достаточно спекулятивны.

Влияет ли звездный ветер на крупномасштабную структуру газовой среды Галактики в той же мере, что и вспышки сверхновых? В частности, каков вклад энергий, теряемой звездами в форме ветра, по сравнению с энергией, выделяющейся при вспышках? Сейчас на этот вопрос можно однозначно ответить на основе наблюдательных данных, поскольку известно, какие звезды и с какой интенсивностью теряют вещество, и известно число звезд разных спектральных классов в окрестности Солнца. Этого достаточно, чтобы в буквальном смысле пересчитать все источники звездного ветра и учесть вклад каждого, что и было сделано Абботом (1982). Из рис. 63, 64 следует, что сильное истечение присуще всем звездам с $M_{\text{нач}} \geq 15 M_{\odot}$, и это значение принято Абботом в качестве предела, разделяющего звезды с ветром и без него. Современные каталоги массивных звезд ранних спектральных классов полны до расстояния $r \leq 3$ кпк. Эти звезды, как следует из табл. 28, являются основными поставщиками кинетической энергии ветра. Обладающие ветром карлики ранних классов видны до расстояния 500 пк, А- и В-сверхгиганты — до 1,5 кпк, но ветер их, как правило, дает малый вклад по сравнению с массивными звездами ранних классов. Можно пренебречь также энергией ветра холодных сверхгигантов (суммарная энергия примерно в 10^4 раз ниже, чем горячих звезд ОВ), холодных карликов (в 10^3 раз ниже) и ядер планетарных туманнос-

Таблица 28

Потери массы в форме звездного ветра, приток энергии ветра и ионизирующей радиации массивных звезд разных классов по данным Аббота (1982)

Составляющие	Вклад звезд разных спектральных классов, %			Полный вклад на 1 кпк ² плоскости Галактики
	WR	O	B, A	
\dot{M}	56	36	8	$8,6 \cdot 10^{-5} (M_{\odot}/\text{год}) \cdot \text{кпк}^{-2}$
$L_{\text{в}} = 0,5 \dot{M} v_{\infty}^2$	50	47	3	$1,9 \cdot 10^{28} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-2}$
Ионизирующая радиация	6	66	28	$3,4 \cdot 10^{40} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-2}$
Число звезд с $M_{\text{нач}} \geq 15 M_{\odot}$	4	49	47	40,3 звезды $\cdot \text{кпк}^{-2}$

Таблица 29

Мощность звездного ветра ассоциаций в околосолнечной области $r_{\odot} \leq 3$ кпк по данным Аббота (1982)

Ассоциация	L_w , эрг \cdot с $^{-1}$	Ассоциация	L_w , эрг \cdot с $^{-1}$
Cyg OB1, OB2, OB3	10^{39} *)	Cru OB1	$2,4 \cdot 10^{37}$
Car OB1	$8,3 \cdot 10^{38}$ *)	Mon OB2	$1,7 \cdot 10^{37}$
Sco OB1	$1,7 \cdot 10^{38}$	Cep OB2	$1,3 \cdot 10^{37}$
Sgr OB1	$1,3 \cdot 10^{38}$	Ori OB1	$1,3 \cdot 10^{37}$
Cas OB6	$1,1 \cdot 10^{38}$	Cas OB5	$1,3 \cdot 10^{37}$
Тум. Гама	$7 \cdot 10^{37}$	Pup OB1	$1,2 \cdot 10^{37}$
Ser OB1, OB2	$9 \cdot 10^{37}$	Cen OB1	10^{37}
Per OB1	$3,2 \cdot 10^{37}$	Vul OB1	10^{37}
Ara OB1a	$2,7 \cdot 10^{37}$		

*) Вероятно, несколько завышенные значения.

тей (в 10^2 раз ниже), поэтому подсчеты Аббота дают достаточно полную информацию вплоть до расстояния 3 кпк. Результаты оценки нонизирующей радиации звезд и механической энергии ветра приведены в табл. 28 и 29. Суммарная средняя мощность ветра всех звезд в окрестности Солнца $r \leq 3$ кпк составляет $1,9 \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot кпк $^{-2}$; наиболее существенный вклад энергии обусловлен ветром относительно редких звезд WR и звезд ранних спектральных классов; это же относится к потоку нонизирующей радиации. Суммарная мощность ветра 50 звезд WR, стадия истечения которых на порядок короче времени жизни O-звезд в стадии горения водорода, превышает мощность ветра остальных ~ 500 звезд O, заключенных в той же области; мощность ветра ~ 500 звезд BA практически можно не учитывать при рассмотрении крупномасштабной динамики межзвездной среды.

Мы видели в § 12, что кинетическая энергия звездного ветра передается окружающему межзвездному газу и идет на нагревание газа ударными волнами, на ускорение выметенной оболочки и излучается газом оболочки и горячим слоем ветра. В рассмотренной в § 12 стандартной каверне, образованной ветром с мощностью $L_w = 10^{36}$ эрг \cdot с $^{-1}$ в среде с плотностью $n_0 = 1$ см $^{-3}$, за время жизни 10^6 лет около 30% энергии ветра переходит в тепловую энергию горячего слоя, около 10% — в кинетическую энергию расширения холодной плотности оболочки, около 27% излучается горячим газом и около 33% — сгребенным межзвездным газом (Унверн и др., 1977). Излучаемая в каверне энергия в свою очередь идет на нагревание областей II и III. Эффективность этих процессов передачи энергии звездного ветра разным компонентам межзвездной среды суммирована в табл. 30. Здесь же для сравнения приведены приток энергии сверхновых и ионизирующая радиация звезд в той же околосолнечной области $r_{\odot} \leq 3$ кпк. Оценка вклада сверхновых менее определена; в нее, кроме начальной энергии сверхновых I и II типа, входит число сверхновых в рассматриваемом объеме. Последние нельзя просто пересчитать, как пересчитаны звезды — источники радиации и ветра. Оценка числа сверхновых сделана в предположении, что каждая звезда с массой $M_{\text{нач}} \geq 8 M_{\odot}$ дает вспышку сверхновой, а число звезд с $8 \leq M_{\text{нач}} \leq 15 M_{\odot}$ найдено из начальной функции масс.

Аналогичный подсчет, опираясь на большее число измерений \dot{M} и v_{∞} и приняв несколько иную начальную функцию масс для учета сверхновых, недавно провел ван Барзи (1985). Качественно его выводы об относительном вкладе звезд разной массы в приток массы, энергии и импульса в межзвездную среду согласуются с оценками Аббота; абсолютные значения суммарного вклада несколько различаются. В частности, для окосолнечной области $r \leq 2$ кпк ван Барзи дает следующие значения суммарного притока массы, энергии и импульса, обусловленного звездным ветром и вспышками сверхновых (на единицу площади диска Галактики):

$$\dot{M} = 10^{-3} (M_{\odot}/\text{год}) \cdot \text{кпк}^{-2},$$

$$\dot{P} = 10^{31} \text{ дн} \cdot \text{кпк}^{-2},$$

$$\dot{E} = 2,7 \cdot 10^{39} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-2}.$$

Резюмируя подсчеты Аббота и ван Барзи, можно заключить, что звезды теряют энергию в основном в форме радиации: суммарная энергия ветра не превышает 1% (для звезд WR — 5%), суммарная энергия, выделяющаяся при вспышках, не превышает 2% энергии фотонного излучения. Тем не менее, из-за более высокой эффективности передачи кинетической энергии ветра и сверхновых межзвездному газу все три источника оказывают сравнимое влияние на межзвездную среду в большом масштабе. При этом сверхновые играют доминирующую роль в нагревании горячей компоненты межоблачной среды, радиация доминирует в нагревании областей HII и оба процесса играют примерно равную роль в нагревании нейтральных облаков. Механическая энергия звездного ветра в среднем составляет около 20% энергии, выделяющейся при вспышках сверхновых. Поэтому рассмотренная в начале параграфа трехфазная структура межзвездной среды действительно в основном определяется сверхновыми.

Таблица 30

Вклад ионизирующей радиации, энергии звездного ветра и сверхновых в разные компоненты межзвездной среды, единицы: $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кпк}^{-2}$, результаты подсчетов Аббота (1982)

Приток энергии	Радиация звезд	Звездный ветер	Сверхновые	Общая энергия
Нагревание горячего газа ударными волнами	—	$6 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{38}$	$4 \cdot 10^{38}$
Кинетическая энергия движения облаков	$2 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{37}$	$6 \cdot 10^{37}$	$9 \cdot 10^{37}$
Нагревание областей HII ионизирующей радиацией	$2 \cdot 10^{39}$	$3 \cdot 10^{37}$	$2 \cdot 10^{38}$	$2 \cdot 10^{39}$
Нагревание областей HI ударными волнами и излучением	$3 \cdot 10^{34}$	10^{36}	$3 \cdot 10^{38}$	$6 \cdot 10^{38}$
Общий выход энергии	$3 \cdot 10^{40}$	$2 \cdot 10^{38}$	10^{39}	

Однако в области ОВ-ассоциаций, где мощность ветра примерно на два порядка выше средней, его влияние на физику и кинематику межзвездного газа преобладает над влиянием сверхновых.

§ 17. ГИГАНТСКИЕ ОБОЛОЧКИ, ОБРАЗОВАННЫЕ СВЕРХНОВЫМИ И ЗВЕЗДНЫМ ВЕТРОМ ОВ-АССОЦИАЦИЙ

Влияние сверхновых и звездного ветра на межзвездный газ сильнее всего заметно в окрестности ОВ-ассоциаций. К ассоциациям и скоплениям принадлежит 50–90% массивных звезд ранних спектральных классов. Это означает, что большинство сверхновых, во всяком случае СН II, вспыхивает в ассоциациях. Генетическая связь ряда галактических остатков сверхновых с ОВ-ассоциациями доказывается их специфической морфологией и кинематикой (см. Лозинская, 1980б). Еще нагляднее эта связь выявляется в БМО, где нет отягощающих ошибок оценки расстояния. Центры ~40% остатков сверхновых в БМО лежат внутри ОВ-ассоциаций; полная площадь последних не превышает ~4% видимой площади БМО, так что вероятность случайного совпадения незначительна.

Частоту вспышек сверхновых в ассоциациях можно определить, зная полное число ОВ-ассоциаций в Галактике, средний интервал между вспышками $\tau = 25$ лет (см. § 10) и учитывая, что к ассоциациям принадлежит 50–90% массивных звезд, а вспышки СН II составляют ~50% от полного числа сверхновых. Это дает частоту сверхновых в "средней" ОВ-ассоциации около 1 СН за $(1-2) \cdot 10^5$ лет. Другая оценка, по числу и времени жизни звезд ОВ в ассоциации, дает тот же характерный интервал между вспышками $\tau \approx 10^5$ лет (Ковье и др., 1979).

В БМО частоту вспышек в ассоциациях можно определить еще точнее по полному числу ассоциаций и остатков, связанных с ними, зная характерное время $t \lesssim 10^4$ лет, в течение которого остаток сверхновой оказывается выше предела обнаружимости. Такие подсчеты дают средний интервал $\tau \approx 5 \cdot 10^5$ лет на одну ассоциацию (Ковье и др., 1979).

За время жизни ассоциации $t \approx 10^7$ лет суммарная кинетическая энергия, поставляемая сверхновыми, составляет соответственно около $5 \cdot 10^{52}$ эрг. Приток энергии звездного ветра, как следует из табл. 30, равен $\sim 3 \cdot 10^{52}$ эрг в "средней" ассоциации и на порядок больше в гигантских звездных облаках, подобных комплексам в Киле и Лебеде. Говоря о суммарном влиянии ветра и сверхновых в ассоциациях следует отметить еще, что плотность невозмущенного газа здесь может быть в десятки и сотни раз выше средней по галактическому диску.

В результате взаимодействия ионизирующей радиации звезд, ветра и кратных вспышек сверхновых формируются оболочки и сверхоболочки, связанные с ОВ-ассоциациями и молодыми звездными скоплениями. Обилие встречающихся в литературе терминов: "bubble", "cavity", "hole", "shell", "supershell", "ring nebula" — отражает разнообразие наблюдательных проявлений этого взаимодействия. Сюда относятся оболочки нейтрального водорода, области HII с уярчением на периферии, тонковолокнистые туманности, оболочечные газопылевые комплексы, оболочечные источники теплового и синхротронного радиоизлучения, протяженные источники мягкого рентгеновского излучения — образования с разной степенью



Рис. 83. Фотография Большого Магелланова Облака в линиях $H_{\alpha} + [NII]$ (Дэвис и др., 1976)

отчетливости оболочечной структуры и размером от нескольких десятков парсек до нескольких килопарсек. Сверхоболочки размером в сотни и тысячи парсек наблюдаются преимущественно в близких галактиках. Это, безусловно, эффект наблюдательной селекции: наблюдая "изнутри", мы плохо выделяем такие образования на фоне галактического излучения в нашей звездной системе. В наиболее благоприятных условиях находится самая близкая и ориентированная "плашмя" галактика БМО. На рис. 83 показана фотография БМО, полученная Дэвисом и др. (1976) и демонстрирующая все многообразие кольцевых эмиссионных туманностей. Большинство из них отождествлено с ОВ-ассоциациями, одиночными звездами с сильным ветром или являются остатками сверхновых. В общей сложности из 122 ОВ-ассоциаций в БМО 50 в той или иной мере выявляют кольцевую морфологию окружающих областей НII (см. Браунфюрт, Фейцингер, 1983 и ссылки там).



Рис. 84. Гигантская оболочка LMC 2 в БМО. Белым крестиком показан центр расширения оболочки по измерениям Коле и др. (1982)

Рассмотрим результаты наблюдений ряда наиболее изученных оболочек вокруг ОВ-ассоциаций в БМО и Галактике, чтобы попытаться выявить основной механизм их формирования. Сразу оговоримся, что сегодня наиболее перспективен именно такой индивидуальный подход, поскольку теории суммарного взаимодействия ионизирующей радиации, ветра и вспышек сверхновых в ассоциации с газом межзвездной среды пока нет. Более того, вероятно, детальный теоретический анализ и невозможен ввиду сильной неоднородности в распределении плотности межзвездной среды и источников энергии в масштабах, охваченных возмущением, а также каскадности процесса образования звезд, ассоциаций и разрушения газопылевых комплексов.

На рис. 84 показана сверхоболочка LMC 2 в БМО. Ее полный размер достигает 600 пк, на северо-западе оболочка примыкает к ярчайшей области III 30 Dor, здесь же находится ряд протяженных молекулярных облаков. Внутри LMC 2 расположено пять ассоциаций молодых звезд, ионизирующих связанные с ними области III 30 Dor, N 158C, N 160A, N 159 и N 164. Еще две ассоциации не связаны с плотными локальными облаками и могут быть источником ионизации газа в сверхоболочке: прямые измерения их

ультрафиолетовой радиации ($L_{\text{уф}} = (3 - 4) \cdot 10^{51}$ фотонов $\cdot \text{с}^{-1}$) согласуются с яркостью теплового радиоизлучения оболочки (Коле и др., 1982). Кинематический возраст, определяемый размером и скоростью расширения, равной $30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, составляет $5 \cdot 10^6 - 10^7$ лет. Пользуясь соотношениями (12.5), находим необходимую для формирования сверхоболочки мощность ветра $L_{\text{в}} \approx 10^{39} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и продолжительность $t \approx 10^7$ лет, если плотность невозмущенного газа в области составляет $n_0 \approx 0,4 - 0,5 \text{ см}^{-3}$. Суммарная мощность истечения всех источников звездного ветра в ассоциациях внутри LMC 2: пяти звезд WR, 26 сверхгигантов и около 400 массивных звезд ранних спектральных классов — составляет по оценке Коле и др. (1982) $L_{\text{в}} \approx (0,2 - 2,5) \cdot 10^{39} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Если темп истечения остается постоянным, приток энергии ветра за время существования сверхоболочки достигает $(2 - 3) \cdot 10^{53} \text{ эрг}$. И столько же могут обеспечить вспышки сверхновых, если звездообразование в комплексе продолжается в течение $\sim 10^7$ лет, а вспышки происходят с постоянной частотой 1 СН за $5 \cdot 10^5$ лет. Наблюдаемая скорость расширения и масса, найденная по оптической и радиояркости, дают кинетическую энергию оболочки около 10^{53} эрг , следовательно, суммарное действие звездного ветра и сверхновых в протяженном звездном облаке могло привести к формированию гигантской оболочки LMC 2.

Мы не будем касаться других внегалактических сверхоболочек, в одной только галактике БМО их насчитывается несколько десятков (см. Жоржелен и др., 1983 и ссылки там). Высокоскоростные движения газа и высокая относительная интенсивность линий $[\text{SII}]/\text{H}\alpha$ в этих туманностях свидетельствуют о существенном влиянии ударной волны, вызванной звездным ветром или сверхновыми. Наблюдаемые морфология и кинематика сверхоболочек адекватно объясняются действием ионизирующей радиации, звездного ветра и кратных вспышек сверхновых. Сложная тонковолокнистая структура и кинематика некоторых образований, например, N 59A, N 57, N 70, не укладываются в простую схему расширяющейся оболочки и требуют учета неоднородности окружающей среды, "эффекта шампанского" и т.п. (см. Гудис, Миберн, 1984).

В галактике выявлено 13 гигантских оболочек III (Жоржелен и др., 1979) и около 50 оболочек II (Хейлес, 1982, 1984). Один из наиболее изученных оболочечных комплексов — туманность Гама, самая большая область III в Галактике. Размер центральной яркой оболочки составляет 260 пк при расстоянии 400 пк; "глубокие" фотографии в линии $\text{H}\alpha$ с помощью узкополосных фильтров показали, что яркая оболочка окружена более слабым гало с волокнистой морфологией, возможно, второй оболочкой, полный размер которой превышает 300 пк (Чанот, Сиван, 1983). Относительно природы этой гигантской области III высказывались следующие предположения: а) реликтовая область III, ионизованная звездой, вспышка которой дала остаток сверхновой Паруса XYZ; б) нормальная проэволюционировавшая область III, источником ионизации которой являются ζPup и $\gamma^2 \text{Vel}$; в) остаток вспышки сверхновой, более старый, чем Паруса XYZ, ионизуемый излучением ζPup и $\gamma^2 \text{Vel}$; г) каверна, образованная ветром ζPup .

Оптический спектр туманности типичен для областей III: относительная интенсивность линий характеризуется значениями $I_{[\text{NII}]} / I_{\text{H}\alpha} = 0,4$;

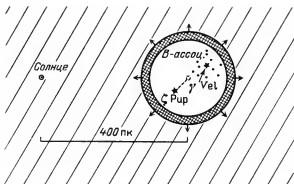


Рис. 85. Схема оболочечной туманности Гама согласно Ринопдсу (19766)

$I_{\text{OIII}}/I_{\text{H}\beta} = 0,2 - 0,3$; отношение $I_{\text{OIII}}/I_{\text{H}\beta}$ увеличивается до $0,6 - 1,3$ вблизи возбуждающих звезд; отношение компонент [SII] дает плотность $n_e \lesssim 100 \text{ см}^{-3}$ (Чанот, Сиван, 1983). Яркая центральная оболочка расширяется со скоростью $20 - 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (Ринопдс, 1976а).

Излучение звезд $\zeta \text{ Pup}$ и $\gamma^2 \text{ Vel}$ достаточно для ионизации туманности, каков бы ни был механизм формирования расширяющейся оболочки. Действительно, мера эмиссии туманности меняется в пределах $50 - 600 \text{ см}^{-6} \cdot \text{пк}$, соответствующая $\text{H}\alpha$ -светимость $L_{\text{H}\alpha} \approx 2,2 \cdot 10^{49} \text{ фотонов} \cdot \text{с}^{-1}$ требует ионизирующей радиации $L_{\text{yf}} \approx 7,3 \cdot 10^{49} \text{ фотонов} \cdot \text{с}^{-1}$. Звезды $\zeta \text{ Pup}$ и $\gamma^2 \text{ Vel}$ поставляют не менее $L_{\text{yf}} \approx (7-8) \cdot 10^{49} \text{ фотонов} \cdot \text{с}^{-1}$ (в $\gamma^2 \text{ Vel}$ учтена радиация только компоненты O9I, так как эффективная температура звезды WC 8 известна плохо) (см. Чанот, Сиван, 1983).

Два из возможных механизмов образования туманности Гама — реликтовая область III и проэволюционировавшая зона Стремгrena — плохо согласуются с измеренной скоростью расширения. Третья гипотеза — образованная ветром каверна — кажется более правдоподобной. Пользуясь соотношениями (12.5), находим, что мощность ветра одной только звезды $\zeta \text{ Pup}$ ($v_\infty = 2700 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot/\text{год}$) достаточна для формирования кольцевой оболочки радиусом 125 пк, расширяющейся со скоростью $\sim 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в среде с плотностью $n_0 = 0,3 \text{ см}^{-3}$, если продолжительность истечения составляет около 10^6 лет. Дополнительным источником звездного ветра являются $\gamma^2 \text{ Vel}$ и остальные звезды ассоциации. Но предположение о каверне, выметенной ветром, не объясняет сильно эксцентричного расположения самого мощного источника ветра в симметричной оболочке (рис. 85). К тому же звезда $\zeta \text{ Pup}$ имеет большую пекулярную скорость, около $60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ в картинной плоскости, что должно деформировать правильную кольцевую структуру каверны.

В качестве альтернативной гипотезы Ринопдс (19766) считает туманность Гама очень старым остатком сверхновой, вспыхнувшей около 10^6 лет назад, т.е. значительно раньше вспышки, образовавшей Паруса XYZ. Наличие источников ионизирующей радиации $\zeta \text{ Pup}$ и $\gamma^2 \text{ Vel}$ объясняет, почему оптичес-

кий остаток сверхновой наблюдается так долго. В рамках этой модели внутренняя часть оболочки должна быть заполнена горячей плазмой ($T_e \geq 10^6$ К, $n_e \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$) и наблюдаться в рентгеновском диапазоне. Интересно отметить, что "убегающая" звезда ξ Pup, если учесть ее собственное движение за 10^6 лет, оказывается точно в центре расширяющейся оболочки и внутри ассоциации, к которой принадлежит и γ^2 Vel (см. рис. 85). Можно думать, что вспышка компонента двойной системы с ξ Pup в паре, принадлежащая ОВ-ассоциации. Ветер ξ Pup, γ^2 Vel и других звезд ассоциации является дополнительным источником энергии оболочки.

С целью поиска протяженных быстро расширяющихся оболочек и сверхоболочек проведены наблюдения ультрафиолетовых спектров звезд 13 галактических ОВ-ассоциаций (Ковье и др., 1981б). В звездах трех ассоциаций Ori OB1, Car OB1 и Car OB2 найдены абсорбционные детали линий межзвездного поглощения, свидетельствующие о наличии расширяющейся газовой оболочки большого размера.

Общая оболочка, окружающая ассоциации Car OB1 и Car OB2, имеет средний угловой размер около 3° (200 пк при расстоянии 2,3 кпк) и скорость расширения около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Полная масса газа в этой быстро расширяющейся оболочке составляет $100 M_\odot$ (Ковье и др., 1981б), возраст, определяемый размером и скоростью, достигает $4 \cdot 10^5$ лет. Можно думать, что эта высокоскоростная оболочка низкой плотности образована сверхновой, вспыхнувшей $4 \cdot 10^5$ лет назад, и мощным ветром. Здесь же наблюдаются более плотные медленные газовые образования: окаймляющие оболочку слабые оптические волокна и облака нейтрального водорода. Эти плотные облака расширяются со скоростью около $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и, по всей вероятности, выметены предшествующими вспышками сверхновых и ветром ассоциации. Основным источником мощного звездного ветра являются пекулярная массивная звезда η Car, три звезды WR; 12 звезд Of и 10 звезд спектральных классов O3–O9 обеспечивают длительный ветер.

Протяженная область вблизи η Car излучает в мягком рентгеновском диапазоне (Сьюард и Хлебовски, 1982). Размер рентгеновского источника достигает 50 пк, на диффузном фоне наблюдаются компактные яркие пятна размером около 1 пк. Рентгеновский спектр соответствует температуре $T_e = 5 \cdot 10^6 - 10^7$ К; плотность плазмы в протяженном источнике — около $0,1 \text{ см}^{-3}$, в ярких пятнах — около 1 см^{-3} . Светимость самой яркой области возле η Car $L_{0,2-4 \text{ кэВ}} \approx 3 \cdot 10^{32} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ может быть обусловлена ветром звезд, расположенных в окрестности. (Имеется в виду излучение слоя горячего ветра b на рис. 65; горячие короны этих звезд тоже наблюдаются как точечные рентгеновские источники с более жестким спектром.) Полная светимость диффузной области — $L_{0,2-4 \text{ кэВ}} \approx 2 \cdot 10^{35} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ дает массу излучающей в рентгеновской области плазмы $3-30 M_\odot$; скорее всего здесь наблюдается излучение, связанное с последней вспышкой сверхновой G 287.8 — 0.5 (см. § 6).

Совокупность наблюдений этой области в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах обрисовывает следующую картину (Сьюард, Хлебовски, 1982). С плотным газопылевым облаком связаны две ассоциации Car OB 1 и OB 2. Ионизирующая радиация, ветер и вспышки сверхновых в ассоциациях разрушают холодное плотное облако. Холодный газ оказы-

вается неравномерно перемешанным с горячим и теплым газом. Теплый газ ($T_e \approx 10^6$ К, $n_e \approx 200 - 300 \text{ см}^{-3}$) составляет основную массу оптических туманностей. В эти области НП погружены, но наблюдаются лишь на передней границе, горячие области ($T_e \approx 5 \cdot 10^6 - 10^7$ К, $n_e \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$) и отдельные более плотные горячие облака ($T_e \approx 10^7$ К, $n_e \approx 1 \text{ см}^{-3}$), излучающие в рентгене.

Рентгеновский диапазон, по-видимому, является наиболее перспективным для поиска образованных ветром и вспышками сверхновых сверхоболочек вокруг близких галактических ассоциаций. Наблюдения такого рода начаты совсем недавно, но уже получены достаточно информативные результаты. Обнаружена сверхоболочка в Лебедь: оболочечный источник мягкого рентгеновского излучения размером около $20''$ ($400 - 500$ пк при расстоянии $1 - 2$ кпк), полная светимость которого достигает $L_{0,5-1 \text{ кэВ}} = 5 \cdot 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и температура равна $T_e = (1-2) \cdot 10^6$ К (Кэш и др., 1980). По всей вероятности, сверхоболочка в Лебедь не является единым образованием. По мнению Бочкарева и Ситник (1985) в этой области неба наблюдается суммарный эффект проецирующихся друг на друга каверн, образованных ветром восьми ассоциаций, содержащих в общей сложности около 100 О-звезд, в том числе 20 звезд WR и 8 звезд Of, и десятка изолированных остатков сверхновых. В направлении созвездия Лебедь мы смотрим вдоль спирального рукава, и этим объясняется аномально высокая плотность ОВ-ассоциаций, звезд высокой светимости и остатков сверхновых.

Еще одна сверхоболочка, обнаруженная в рентгеновском диапазоне, связана с ассоциациями Моп OB 1, OB 2 (Ноузек и др., 1981). Здесь наблюдается оболочечный источник мягкого рентгеновского излучения размером около $20''$ (линейный радиус 100 пк); средняя плотность газа в оболочке — около $0,01 \text{ см}^{-3}$, температура соответствует $T_e \approx 3 \cdot 10^6$ К. Как и в случае сверхоболочки в Киле, горячая оболочка в Единороге — Близнецах окаймлена облаками нейтрального водорода; здесь же на периферии находится крупномасштабная Петля нетеплового галактического радиоизлучения (см. § 10).

Сходными свойствами обладает протяженный рентгеновский источник, связанный с ассоциацией Сер OB3 и областью III Sh 155 (Фабиян, Стюарт, 1983). Его светимость $L_{0,2-4 \text{ кэВ}} \approx 2 \cdot 10^{32} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ может быть полностью обусловлена излучением горячего ветра звезд ассоциации.

Упомянем в заключение гигантский газопылевой оболочечный комплекс в Орионе — Эридане, в котором картина взаимодействия звездных ассоциаций и межзвездного газа наиболее отчетлива. Эта область, богатая газом, пылью, молодыми звездными скоплениями и очагами звездообразования, привлекает внимание наблюдателей уже давно. Исчерпывающий обзор исследований комплекса представлен Гудисом (1982), здесь мы лишь кратко коснемся крупномасштабной структуры и кинематики, обусловленной действием ветра и сверхновых. Схема области, включающей ассоциации Ori OB1 и λ Ori, показана на рис. 86. Многочисленные диффузные и тонкие волокна ионизованного и нейтрального газа и пыли образуют единую оболочку размером около 280 пк (Ринолдс, Огден, 1979). Оболочка расширяется со скоростью $15 - 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, масса ионизо-

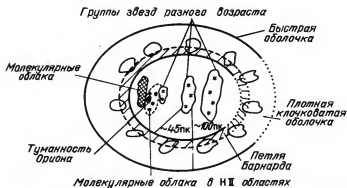


Рис. 86. Структура гигантской оболочки в Орионе-Эридане по Ковье и др. (1979) и Ринопдсу, Огдену (1979), см. текст

ванного газа в ней достигает $M_{\text{HII}} \approx 8 \cdot 10^4 M_{\odot}$, но это лишь $\sim 10\%$ полной массы нейтрального газа. Внутри оболочки HII находится Петля Барнарда (радиус около 70 пк) и ряд изолированных туманностей. Ассоциация λ Ori выходит за пределы Петли Барнарда и окружена собственной изолированной кольцевой областью HII (см. § 15), но принадлежит к тому же гигантскому оболочечному комплексу. Полная кинетическая энергия сверхоболочки несколько превышает 10^{52} эрг, источником ионизации являются звезды ассоциаций Ori OB1 ($L_{\text{уф}} \geq 4 \cdot 10^{49}$ фотонов \cdot с $^{-1}$) и λ Ori.

В ультрафиолетовых спектрах звезд Ori OB1 и λ Ori обнаружены две системы линий поглощения (Ковье и др., 1979). Одна, низкоскоростная, $v \approx 10\text{--}20$ км \cdot с $^{-1}$, соответствует высокой плотности и высокой степени ионизации и сильно меняется от звезды к звезде. Это поглощение связано с ионизованным газом 1 Петле Барнарда, в кольцевой туманности вокруг λ Ori и других облаках, образующих единую клочковатую оболочку. Вторая, общая для всех исследованных звезд, связана с поглощением в однородной оболочке низкой плотности, расширяющейся со скоростью 100 — 120 км \cdot с $^{-1}$. Высокоскоростная оболочка состоит из ионизованного газа (масса около $100 M_{\odot}$) и, вероятно, представляет собой слой высвечивающегося газа за фронтом ударной волны, распространяющейся в среде низкой плотности $n_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ см $^{-3}$.

Возраст быстро расширяющейся оболочки, определяемый ее размером и скоростью, составляет $t \approx 3 \cdot 10^5$ лет. Радиативная ударная волна, сгребаящая газ, скорее всего образована ветром ассоциации и вспышками сверхновых. Вероятно, наибольший вклад дала последняя вспышка и это ее возраст соответствует $t \approx 3 \cdot 10^5$ лет. Газ в быстрой внешней оболочке нагрет ударной волной до температуры $T_e \approx (1\text{--}2) \cdot 10^5$ К, его поверхностная плотность достигает $N_{\text{H}} \approx (2\text{--}3) \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$. Центры расширения газа за фронтом радиативной быстрой ударной волны и облаков ионизованного и нейтрального газа в медленной оболочке совпадают. Плотные медленные облака, вероятно, ускорены при прохождении ударных волн, вызванных предшествующими вспышками сверхновых и ветром ассоциации. Внутри медленной оболочки сосредоточены плотные молекулярные облака, яркие

области НП, в том числе туманность Ориона, и очаги звездообразования. Процесс звездообразования в комплексе последовательно распространялся по молекулярным облакам в направлении справа налево на схеме рис. 86.

Все упомянутые в качестве примера оболочки и сверхоболочки наблюдаются вокруг молодых ОВ-ассоциаций; их характерный возраст заключен в интервале от нескольких единиц до нескольких десятков миллионов лет. Можно попытаться проследить эволюционную последовательность сверхоболочек. В начальной стадии оболочечная структура вокруг молодых непротолкнувшихся скоплений и ассоциаций формируется только под действием звездного ветра, вспышки самых массивных звезд начинаются лишь через $\sim 2 \cdot 10^6$ лет. Наиболее очевидным примером такой оболочки в самой начальной стадии развития служит туманность Розетка. Ее центральная каверна образована ветром компактного скопления NGC 2244 (включающего звезду Of, см. § 15), которое является самой молодой подгруппой звезд в ассоциации Моп OB2. Сходным объектом является кольцевая эмиссионная туманность вокруг ассоциации λ Ori. Это более протяженная оболочка, образованная ветром ассоциации, но еще без видимых признаков вспышек сверхновых.

Молодым объектом рассматриваемого типа, по всей вероятности, является газопылевая оболочка, окружающая ассоциацию Сер OB4 и яркую область НП W 1 ($G 118.6 + 4.8$, $G 118.1 + 5.0$). Лозинская и Ситник (1977) выявили эффект расширения туманности со скоростью $35 - 40 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, радиус оболочки соответствует $25 - 30$ пк. Оболочка пространственно совпадает с ассоциацией Сер OB4, их центры находятся в области ярких туманностей W 1, угловые размеры близки, расстояния одинаковы. Это еще не сверхоболочка, вернее, сверхоболочка в самом начале развития. Бланко и Вильямс (1959), открывшие ассоциацию, обнаружили аномальное покраснение звезд высокой светимости и объяснили его крайней молодостью скопления: звезды самых ранних классов еще окружены оболочкой "материнского" вещества. В ассоциации отождествлены 44 звезды ОВ и ряд объектов, свидетельствующих о продолжающемся звездообразовании: 24 слабые звезды с H_α -эмиссией, большинство из которых характеризуется переменностью блеска, звезды типа Т Тау, пекулярные туманные звездобразные объекты (Коузн и Кью, 1976), источник мазерного ОН-излучения (Рудницкий, 1978). По мнению Коузана и Кью (1976) звездообразование в ассоциации происходило неодновременно. Авторы выделили разные возрастные подгруппы звезд и звездобразных объектов в интервале $10^5 - 2 \cdot 10^6$ лет. В комплексе уже произошла по крайней мере одна вспышка сверхновой; об этом свидетельствует нетепловой спектр радиоизлучения волокон на севере слабой оболочки и яркой области $G 118.1 + 5.0$ (Бонсиньори-Факонди, Томачи, 1979). Лозинская и Ситник (1977) показали, что ветер звезд ассоциации Сер OB4 достаточен для формирования наблюдаемой кольцевой оболочки. Сходный по энергетике вклад могла дать и та сверхновая, с которой связана нетепловая радиоэмиссия северных волокон. По-видимому, расширяющаяся оболочка сформировалась в результате суммарного действия ветра и одной вспышки сверхновой. По мере продолжающегося процесса звездообразования, включения новых источников звездного ветра и последующих вспышек сверхновых размер обо-

лочки увеличится, вырастет масса выметенного ионизованного и нейтрального газа. Входящие в ассоциацию более 40 звезд ОВ и упомянутые выше дозвездные и звездные объекты являются достаточным резервуаром ионизирующей радиации, энергия ветра и вспышек сверхновых для того, чтобы в процессе эволюции образовалась сверхоболочка размером в несколько сотен парсек.

Конечной стадией эволюции сверхоболочек, образованных ветром и вспышками сверхновых в ассоциациях, возможно, являются обнаруженные Хейлесом (1979, 1984) оболочки HI размером $\sim 10^2 - 10^3$ пк. Часть этих оболочек HI расширяется со скоростью $10 - 20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Кинетическая энергия объекта G 139 - 03-69 с учетом поправок, сделанных Брувейлером и др. (1980), не превышает $5 \cdot 10^{53}$ эрг, и это одна из самых высокоэнергичных оболочек. Как следует из табл. 29, энергия ветра двух наиболее богатых звездных группировок в области Лебедя и Киля за время жизни 10^7 лет достигает значения $\sim 10^{53}$ эрг. Хотя Хейлес отождествил с ассоциациями не более 10 оболочек самого малого размера, можно думать, что звездный ветер и вспышки сверхновых богатых и проэволюционировавших ассоциаций могут сформировать на позднем этапе подобные кольцевые образования.

Масштаб явления — размер и масса оболочек и гигантских сверхоболочек — полностью определяется потоком ионизирующей радиации, мощностью и продолжительностью ветра и числом сверхновых, т.е. в конечном счете богатством скопления. В Местном спиральном рукаве выделены три гигантские сверхоболочки: в Лебедь (Кэш и др., 1980), в Скорпионе—Центавре (Уивер, 1979) и вышеупомянутая оболочка в Орионе — Эридане. Центры всех трех расположены на значительной галактической высоте $z \approx 100$ пк. Этот факт, а также реконструкция крупномасштабной структуры магнитного поля, ассоциаций и газопылевых облаков наводит на мысль, что звездообразование здесь происходило под действием неустойчивости Рэлея — Тейлора (Бочкарев, Ситник, 1985). Согласно Бочкареву (1984) отсутствие в Местном рукаве спиральных волн плотности, возможно, обусловленное его положением вблизи радиуса коротации, не препятствует развитию неустойчивости Рэлея — Тейлора вплоть до стадии формирования гравитационно связанных массивных звездных комплексов. В этих условиях образуются богатые скопления звезд и гигантские оболочки вокруг них с характерным размером ~ 1 кпк. Именно поэтому гигантские оболочечные комплексы наблюдаются преимущественно в неправильных галактиках типа БМО и на периферии (или в благоприятных районах вблизи радиуса коротации) спиральных галактик. Звездообразование, инициированное спиральной волной плотности, приводит к формированию менее богатых ассоциаций и связанных с ними оболочек размером 200 — 500 пк.

Таким образом, мы убедились чисто эмпирически на примере галактических и внегалактических объектов, что энергия ветра и вспышек массивных звезд в ассоциациях достаточна для образования сверхоболочек. Источником ионизации являются звезды ассоциации; на поздних стадиях сверхмассивные оболочки состоят в основном из нейтрального газа. Может ли быть построена теоретическая модель суммарного взаимодействия ветра и сверхновых ассоциации с межзвездным газом? Такая попытка была сделана Брувейлером и др. (1980) для "стандартной"

Таблица 31

Ожидаемые скорость расширения (v), радиус в галактической плоскости (R_{\parallel}) и в перпендикулярном направлении (R_{\perp}) сверхоболочек вокруг ОВ-ассоциаций в разных стадиях развития по расчетам Брувейлера и др. (1980)

Параметры сверхоболочки	I фаза	II фаза	III фаза
$t, 10^6 \text{ лет}$	3	11	19
$v, \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$	20	5	5
$R_{\parallel}, \text{ пк}$	106	185	250
$R_{\perp}, \text{ пк}$	105	207	500

ассоциации, содержащей три десятка звезд спектральных классов, более ранних, чем В0, при следующих идеализированных условиях. Оболочка формируется в межзвездной среде без мелкомасштабных флуктуаций с градиентом плотности, перпендикулярным галактической плоскости $n = n_0 \exp(-z/z_0)$. Первые $\sim 3 \cdot 10^6$ лет эволюция сверхоболочки определяется только ветром, после чего одновременно вспыхивают все звезды с начальной массой $M_{\text{нач}} \geq 15 M_{\odot}$. Вторая фаза расширения сверхоболочки определяется энергией этих сверхновых и ветром еще не прореволюционировавших звезд. В третьей фазе опять одновременно вспыхивают все звезды с $M_{\text{нач}} \geq 8 M_{\odot}$. Первая фаза расширения описывалась соотношениями (12.5), в дальнейшем учитывался приток энергии сверхновых в стадии высвечивания (см. § 8); учтена также гравитация, замедляющая расширение достаточно больших оболочек в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. В табл. 31 приведены результаты расчетов: продолжительность трех стадий, скорость расширения и радиус в плоскости Галактики и в перпендикулярном направлении сверхоболочки на галактоцентрическом расстоянии 10 кпк (при $z_0 = 150$ пк и $n_0 = 1 \text{ см}^{-3}$). На галактоцентрическом расстоянии 5 кпк ($n_0 = 3 \text{ см}^{-3}$, $z_0 = 70$ пк) конечный радиус оболочки достигает 180 пк, на расстоянии 20 кпк ($n_0 = 0,1 \text{ см}^{-3}$, $z_0 = 500$ пк) — 500 — 700 пк. Как видим, ожидаемый размер и скорость разлета "теоретической" сверхоболочки близки к наблюдениям.

Другая, быть может несколько более близкая к реальности модель, рассчитана Томисакой и др. (1981). Ассоциация, содержащая 20–100 звезд ранних классов, первые $\sim 3 \cdot 10^6$ лет поставляют энергию только в форме звездного ветра в количестве $L_B = 1,3 \cdot 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. (Авторы приняли явно заниженное значение — такую мощность имеет ветер одной звезды WR или бедная ассоциация, не содержащая звезд WR, Of и сверхгигантов ранних спектральных классов, см. табл. 30). Следующая стадия [ветер + + сверхновые] характеризуется постоянной частотой вспышек с интервалом $\tau = 2 \cdot 10^5$ лет или $\tau = 10^6$ лет (каждая вспышка дает $E_0 = 10^{51} \text{ эрг}$, $\Delta M = 3 M_{\odot}$). Эта стадия продолжается в течение $\tau \cdot (20-100)$ лет. Плотность невозмущенного газа принималась постоянной и довольно низкой: $n_0 = 1; 0,1$ и $0,01 \text{ см}^{-3}$. Расчеты, проведенные до момента замедления оболочки до скорости $v = 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, показали, что под действием ветра и десятков сверхновых формируются оболочки размером 200 — 1000 пк, расши-

ряющиеся по закону $R \propto t^\eta$, где $\eta = 0,25 - 0,50$ в зависимости от плотности невозмущенной среды и интервала между вспышками τ .

Согласие расчетных моделей с результатами наблюдений не следует переоценивать; детализация теоретического анализа такого рода кажется достаточно бесперспективной. Действительно, размер сверхоболочек вокруг средней ассоциации оказывается сравнимым с толщиной газового диска Галактики. Межзвездная среда в таких масштабах никоим образом не может считаться однородной, а мы убедились в гл. II и III, что плотность окружающего газа самым непосредственным образом влияет на структуру и кинематику остатков сверхновых и образованных ветром каверн. К тому же молодые ОВ-ассоциации генетически связаны с плотными и крайне неоднородными молекулярными комплексами, процесс образования ассоциаций, а следовательно, "включение" ионизирующей радиации, ветра и сверхновых в этих комплексах происходит каскадно, что еще усложняет моделирование. В пределах одной ассоциации звезды разной массы тоже, вероятно, имеют разный возраст (см. Дуум и др., 1985).

Наконец, наиболее серьезно допущение, что ветер и сверхновые действуют на однородный невозмущенный межзвездный газ, в то время как только под действием ионизирующей радиации еще до включения ветра и сверхновых возможно формирование областей III и II с кольцевой морфологией (см. серию расчетов Белтраметти и др., 1982; Тенорио-Талле и др., 1982; Боденхеймер и др., 1983 и ссылки в этих работах). В богатом скоплении, содержащем сотни звезд ОВ разной массы, их уход с главной последовательности (ГП), равно как и слабое уменьшение эффективной температуры еще на стадии горения водорода, происходят одновременно. Два конкурирующих процесса: уменьшение числа ионизирующих квантов по мере ухода с ГП наиболее массивных звезд, с одной стороны, и падение плотности ионизованного газа при расширении области III, уменьшающее скорость рекомбинации, с другой стороны, при определенных условиях могут сформировать кольцевую структуру окружающих областей II и III. Согласно расчетам Белтраметти и др. (1982) суммарная ионизирующая радиация богатого скопления, содержащего, например, $2 \cdot 10^5$ звезд с начальной функцией масс, определяемой $\gamma = 2,45$, может считаться постоянной и равной $L_{\text{уф}} = 2 \cdot 10^{51}$ фотонов $\cdot \text{с}^{-1}$ первые $2 \cdot 10^6$ лет (в предположении, что все звезды в интервале $0,5 \leq M_{\text{нач}} \leq 30 M_\odot$ возникли одновременно). Затем, когда в момент $t_{\text{крит}} \approx (4-6) \cdot 10^6$ лет начинают уходить с ГП наиболее массивные звезды с $M_{\text{нач}} \approx 30 M_\odot$, ионизирующая радиация определяется постепенно все менее массивными и меняется как $L_{\text{уф}} \propto t^{-m}$, $m = 5$ вплоть до $t = 5 \cdot 10^7 - 10^8$ лет. В эволюции области III, связанной с таким скоплением, можно выделить четыре стадии. Первая ($t < t_{\text{крит}}$) представляется классическим расширением области III (см. Спитцер, 1981; Каплан, Пикельнер, 1979); радиус ионизационного фронта меняется по закону

$$R_i(t) = R_{\text{Ст}} \left(1 + \frac{7}{4} c_{\text{II}} \frac{t}{R_{\text{Ст}}} \right)^{4/7}, \quad (17.1)$$

где $R_{\text{Ст}}$ — радиус Стремгrena, c_{II} — скорость звука в ионизованном газе. Расширение области III в этой фазе сопровождается ударной волной, сжимающей нейтральный газ, и волной разрежения в ионизованном газе.

Вторая стадия (рекомбинации и образования оболочки III) связана с уменьшением потока ионизирующей радиации после $t_{\text{крит}}$. Если уменьшение числа ионизаций из-за падения $L_{\text{уф}}$ преобладает над уменьшением числа рекомбинаций из-за падения плотности в расширяющейся области III, радиус ионизационного фронта уменьшается:

$$R_i(t) = R_{\text{крит}} \left(\frac{t_{\text{крит}}}{t} \right)^{m/3}, \quad R_{\text{крит}} \equiv R(t_{\text{крит}}). \quad (17.2)$$

Это уменьшение продолжается, пока скорость \dot{R}_i не сравняется со скоростью звука. В конце второй фазы оболочка, расширяющаяся по закону (17.1), оказывается нейтральной.

В третьей стадии, как показали численные расчеты Белтраметти и др. (1982), падение плотности, $n_{\text{III}} \propto t^{-8,5}$, преобладает над уменьшением $L_{\text{уф}}$, радиус меняется как $R_i \propto t^4$ и ионизационный фронт распространяется по нейтральной оболочке до тех пор, пока вся она не окажется ионизованной. Фронт ионизации распространяется некоторое время и дальше по невозмущенному газу, пока в финальной стадии IV из-за увеличения объема ионизованной области и дальнейшего падения потока ионизирующих квантов не произойдет полная рекомбинация всей ионизованной области.

Область III может не проходить стадию II, т.е. оболочка нейтрального газа не образуется, если плотность невозмущенного газа велика, $n_0 \gtrsim 400 \text{ см}^{-3}$, или поток ионизирующей радиации падает медленно. В этом случае ионизационный фронт продолжает расширяться несмотря на падение ионизирующего потока.

Как видим, еще до начала вспышек сверхновых и без учета действия звездного ветра вокруг ОВ-ассоциации может наблюдаться либо область III с более или менее равномерным распределением плотности (фаза I), либо протяженная массивная расширяющаяся оболочка II (фаза II), либо гигантская кольцевая туманность — расширяющаяся оболочка III (фаза III). Для ассоциации, характеризующейся значениями $L_{\text{уф}} = 2 \cdot 10^{51} \text{ фотонов} \cdot \text{с}^{-1}$, $t_{\text{крит}} = 5 \cdot 10^6 \text{ лет}$ и плотностью $n_0 = 100 \text{ см}^{-3}$, размер оболочки достигает сотен парсек, скорость расширения — $10 - 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Если скопление и область III локализованы на границе плотного молекулярного комплекса (а здесь они и образуются в большинстве своем), эта симметричная картина многослойной области III усложняется "эффектом шампанского" (Тенорио-Тагге и др., 1982).

В реальных молекулярных и звездных комплексах действие ионизирующей радиации, ветра и сверхновых происходит в совокупности. Встер ускоряет формирование оболочечных структур вокруг ассоциации и создает изолированные мелкомасштабные каверны вокруг наиболее мощных источников — звезд Вольфа — Райе, Of и других внутри сверхоболочек, как это наблюдается, например, в протяженных комплексах Лебедя и Киля. Вспышки наиболее массивных звезд, начинающиеся через миллионы лет, взаимодействуют с газом уже проэволюционировавших областей III, возмущенных действием ионизационных фронтов и звездного ветра. Механизм, преобладающий в индивидуальной сверхоболочке на каждом этапе, может быть выявлен, как мы убедились выше, по наличию мягкого

рентгеновского излучения (признак звездного ветра или недавней вспышки сверхновой), по синхротронному радионизлучению (признак сверхновой), по относительной интенсивности линий $[N II]/H_{\alpha}$, $[S II]/H_{\alpha}$ и др. в спектре оптической туманности (фотоионизационное или ударное возбуждение).

Теория, учитывающая совокупное действие всех трех факторов, — дело будущего. Пока сделаны численные двумерные расчеты модели сверхоболочки вокруг ассоциации в галактическом диске с градиентом плотности, учитывающие указанный процесс эволюции области HII и два последующих взрыва 17 звезд с начальной массой $M_{нач} \geq 15 M_{\odot}$ и 180 звезд с $8 M_{\odot} < M_{нач} < 15 M_{\odot}$ (Боденхеймер и др., 1983). В такой модели легко получить сверхоболочку размером $\sim 100 - 200$ пк, расширяющуюся со скоростью $\lesssim 100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Но для объяснения гигантских образований размером $\sim 500 - 10^3$ пк необходимо продолжить процесс расширения оболочки в течение более чем 10^7 лет. В этом случае уже существенны ее приливное разрушение из-за дифференциального вращения Галактики, а также каскадность процесса рождения звезд и ассоциаций в пределах гигантского звездного облака. Возможно, что самые большие галактические оболочки образованы в результате ных крупномасштабных возмущений, связанных, например, с падением высокоширотных остывших облаков из короны в газовый диск (Тенорно-Татле, 1981). Впрочем, в таких "экзотических" механизмах образования гигантских оболочек нет необходимости, если учесть крупномасштабную структуру галактических молекулярных и звездных комплексов.

Согласно современной концепции массивные молекулярные облака, в которых образуются звездные скопления и ассоциации, представляют собой фрагменты единых гигантских "сверхоблаков" размером в сотни — тысячи парсек. Следствием этого является "нерархическое сгущивание" звездных группировок: несколько (два-пять) скоплений и ассоциаций образуют группу, две-три группы представляют единый звездный комплекс, а комплексы объединяются в гигантские "регионы", формирующие спиральные рукава в S-галактиках (Ефремов, 1984). В масштабе богатой группы или звездного комплекса гигантские оболочки естественно объясняются суммарным действием радиации, звездного ветра и сверхновых. При этом реально наблюдаемая картина достаточно сложна и "многопланова". Поскольку к моменту образования скопления сохраняется большая часть массы материнского облака, в нем продолжается образование звезд следующего поколения, инициированное распространением ионизационных фронтов и ударных волн. Эта активная фаза эволюции молекулярного комплекса продолжается $10^7 - 10^8$ лет, что сравнимо с временем жизни массивных звезд и звездных ассоциаций и превышает время конденсации звезд из дозвездного облака и время диссипации остатков вспышек сверхновых и каверн, выметенных ветром одиночной звезды. Поэтому наблюдаются генетически связанные группы скоплений и ассоциаций, гигантские молекулярные облака и области HII, гигантские расширяющиеся оболочки, образованные под действием звездного ветра и многочисленных вспышек сверхновых, очаги звездообразования на их границе, а также мелко-масштабные оболочки — остатки сверхновых и каверны, выметенные вет-

ром отдельных звезд. В качестве примера такого звездного и газового комплекса упомянем сверхоболочку LMC 2 в БМО, о которой говорилось в начале параграфа, гигантский комплекс оболочек и сверхоболочек в рукаве Персея, связанный с Cas OB2, NGC 7510 и Ba 3 (см. Лозинская и др., 1986).

Завершая разговор о сверхоболочках вокруг молодых звездных группировок, обратим внимание на некоторое изменение современных представлений о звездообразовании, стимулированном вспышками сверхновых. Известны по крайней мере четыре источника внешнего давления, способные вызвать гравитационную неустойчивость молекулярного облака и тем стимулировать звездообразование: спиральная волна плотности, столкновение облаков, распространение ионизационных фронтов и действие ударных волн, связанных со сверхновыми и звездным ветром.

Идея образования звезд в плотных оболочках старых остатков сверхновых принадлежит Эпику (1953) и развивалась в ряде работ; численные расчеты Вудворда (1976) и Кребса, Хиллебрайтта (1983) также подтверждают возможность развития гравитационной неустойчивости молекулярных облаков под действием сверхновых. Звездообразование, стимулированное расширением плотной оболочки, подозревалось в следующих старых остатках сверхновых (о природе большинства из них мы говорили в § 6): W 44 (Вуттеи, 1977; де Нойер, 1983), W 28 (Вуттен, 1981; де Нойер, 1983; Одеволд и др., 1984), IC 443 (Корнетт и др., 1977), S 147 (Вуттеи и др., 1975), G 342.01 + 0.25 (Санделл и др., 1983). Для этих объектов наблюдения доказывают факт "возмущения" плотного молекулярного облака расширяющейся оболочкой сверхновой. Здесь найдены компактные инфракрасные источники и мазеры OH или CO, которые часто бывают связаны со звездообразованием. Поиски облаков CO, OH, H_2CO , возмущенных ударными волнами, вызываемыми расширением оболочек, проводились еще в десятках старых остатков сверхновых, но дали отрицательный результат (Слыш и др., 1979). Однако и для перечисленных выше объектов нет твердого доказательства связи мазерных источников с зарождающимися звездами, и, кроме того, эти остатки сверхновых расположены в области молодых звездных группировок, так что очаги звездообразования если и существуют, могут быть инициированы не индивидуальной вспышкой, а комплексным действием радиации, ветра и нескольких сверхновых. Примером служат IC 443 (компактный инфракрасный источник расположен на расстоянии 12 пк от границы остатка, и его возраст $\sim 10^5$ лет, по данным Одеволда, Шиванандаи (1985), значительно превышает возраст остатка, см. § 6) и HB3 (известная область звездообразования W 3, хотя и расположена на границе остатка сверхновой, генетически с ним, вероятно, не связана, см. Лозинская, Ситник, 1980).

Все детально исследованные галактические очаги звездообразования, в том числе CMa R1, Ori A, W 3, Cep OB3, Cep OB4, Sco OB1, Per OB1, связаны с молодыми звездными скоплениями и ассоциациями. Складывается впечатление, что источником внешнего давления, стимулирующего гравитационную неустойчивость, которая завершается звездообразованием, являются не изолированные вспышки сверхновых, как считалось раньше, а расширяющиеся оболочки и сверхоболочки, образованные радиацией, ветром и краткими сверхновыми в OB-ассоциациях и скоплениях. Возраст

этих последних, как мы убедились выше, достаточен для завершения гравитационного коллапса и формирования звездных объектов вплоть до стадии главной последовательности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение хочется со всей определенностью повторить сказанное в самом начале: природа сверхновых и их взаимодействие с межзвездной средой весьма далеки от полного понимания. Это связано не только и не столько с дефицитом наблюдательной информации или теоретических исследований, но со сложностью самого явления. Учет предшествующего всплеске сверхновой звездного ветра и сброса медленной оболочки открывает новый этап изучения взаимодействия звездного и межзвездного вещества. Но по сути дела пока лишь осознана необходимость комплексного исследования ветра и сверхновых и более или менее ясны отдельные блоки: взаимодействие оболочки сверхновой с газом ветра, взаимодействие старого остатка сверхновой с межзвездной средой, взаимодействие ветра с межзвездным газом. Сложить стройное здание из этих блоков пока не удастся, хотя отчетливо видны и пути, и трудности решения задачи.

Приведем лишь один пример. Достаточно сложная картина расширения оболочки сверхновой, определяемая распространением ударной волны в околозвездном газе и возвратной ударной волны в веществе выброса (см. §§ 7, 8), существенно усложняется, если учесть слоистую неоднородность окружающей среды, обусловленную потерей массы предсверхновой. Даже в самых простых моделях распределения плотности ветра, выброса и межзвездного газа физические процессы в молодых остатках сверхновых ($R \approx 1-2$ пк, $t \approx 100-500$ лет) определяются действием по крайней мере четырех ударных волн (см., например, расчеты Ито, Фабиана, 1984). На границе звездного и межзвездного газа возникает сначала возвратная волна разрежения, затем, по мере падения давления в расширяющемся возмущенном ветре, волна сжатия и сильная отраженная внутрь ударная волна, вновь прогревающая газ ветра. Столкновение последней с расширяющимся выбросом инициирует вторую ударную волну в выбросе, распространяющуюся внутрь, и третью ударную волну в веществе ветра, отраженную наружу. И это только для "двухслойного" околозвездного газа: медленного ветра красного сверхгиганта и однородного межзвездного газа за его границей! На самом деле следует учитывать предшествующий быстрый ветер звезды О на главной последовательности, возмущающий межзвездную среду на расстоянии около 10 пк, и возможную стадию кратковременного сверхмощного ветра непосредственно перед всплеском сверхновой.

Маломассивные предсверхновые I типа теряют вещество в форме медленной оболочки — планетарной туманности; предшественники звезд WR, вероятно, сбрасывают массивную внешнюю водородную оболочку (см. гл. III). Выброшенная при всплеске сверхновой быстрая оболочка догоняет вещество этого медленного выброса; ветер предсверхновой (а в звездах WR и Of он реально наблюдается) тоже взаимодействует с медленной оболочкой. . . Как говорится, комментарии излишни.

Взаимодействие звездного ветра с межзвездной средой также далеко еще не ясный процесс даже в самом, казалось бы, простом случае изолированного источника сильного ветра звезды WR или Of. Крупномасштабное влияние сверхновых и звездного ветра на газовую среду галактик следует рассматривать как одно из звеньев сложной цепи явлений, определяющих эволюцию звездного и межзвездного вещества. В гл. IV мы схематически обозначили главные звенья этой цепи. На самом деле каждое из них — сложная проблема, в которой, как правило, пока лишь сформулированы вопросы и намечены пути их решения.

Поставив точку, автор готов был начать новый вариант рукописи, отражающий последние, а потом — самые последние достижения экспериментальных и теоретических исследований по затронутым здесь вопросам.

Невозможность поспеть за лавиной новых результатов — неизбежная ситуация в этой быстро развивающейся области астрономии, но она и внушает надежды, и делает нашу науку столь завораживающе интересной.

ДОБАВЛЕНИЕ В КОРРЕКТУРЕ (примечание к § 1)

К концу 1985 г. стало ясно, что СН I действительно делятся на два подтипа: кроме "классических" СН Ia выделена однородная группа СН Ib, к которой принадлежат СН 1983n, СН 1984l, СН 1985 f и еще 4 объекта (Панагия, 1985; Панагия и др., 1986). СН Ib слабее чем СН Ia в максимуме на $1,5-2^m$ и отличаются спектром и кривой блеска в оптическом, ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах. По всей вероятности радиоизлучение в максимуме присуще только СН Ib: в радиодиапазоне обнаружены лишь две сверхновые I типа СН 1983n и 1984l. Вспышки СН Ib наблюдались только в S-галактиках, причем в спиральных рукавах и вблизи НП областей, что говорит о большой начальной массе. (Впрочем, масса выброшенной оболочки в СН Ia и СН Ib различается не более чем в 1,5–2 раза, Чугай, 1986.) Оценка частоты СН Ib с учетом низкой яркости в максимуме свидетельствует, что к этому подтипу принадлежит около 30–50% вспышек I типа в спиральных галактиках. СН Ib связывают со взрывом белого карлика в двойной системе с $M_{\text{нач}} \geq 5 M_{\odot}$ когда второй компонент вступает в стадию сверхгиганта. Это позволяет сочетать сильное истечение, необходимое для объяснения радиовспышки, с болометрической кривой блеска СН Ib, исключаящей взрыв красного сверхгиганта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Принятые сокращения:

- IAU Symp. No. 83 — Mass loss and evolution of O-type stars/Eds. P.S. Conti, C.W.H. De Loore/Dordrecht Reidel, 1980.
 IAU Symp. No. 99 — WR stars: observations, physics, evolution/Eds. C.W. De Loore, A.J. Willis. — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1982.
 IAU Symp. No. 101 — Supernova remnants and their X-ray emission/Eds. J. Danziger, P. Gorenstein. — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983.
 IAU Symp. No. 103 — Planetary nebulae/Ed. D.R. Flower. — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983.
 Supernovae — Supernovae: a survey of current research/Eds. M.J. Rees, R.J. Stoneham. — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1982.
 Type I SNe — Type I supernovae, Proc. Texas Workshop on type I SNe/Ed. J.C. Wheeler. — The University of Texas Press, 1980.

* * *

- Абботт, 1982 — Abbott D.C. — Ap. J., v. 263, p. 723–735.
 Абботт и др. 1980 — Abbott D.C., Biegling J.H., Churchwell Ed., Casinelli J.P. — Ap. J., v. 238, p. 196–202.
 Абботт и др., 1984 — Abbott D.C., Telesco C.M., Wolff S.C. — Ap. J., v. 279, p. 225–236.
 Абрамкин Э.П., Базелян Л.Л., Гончаров Н.Ю., 1977 — Астрон. ж., т. 54, с. 781–789.
 Аведисова В.С., 1971 — Астрон. ж., т. 48, с. 894–901.
 Аведисова В.С., 1977 — Письма в Астрон. ж., т. 3, с. 405–409.
 Агафонов М.И., Аслаян А.М., Гулян А.Г., Иванов В.Н., Мартиросян Р.М., Станкевич К.С., Столяров С.П., 1985 — Радионизлучение оболочки Крабовидной туманности. Препринт НИРФИ, № 194, Горький.
 Азуза, Эркес, 1973 — Assousa G.E., Erkes J.W. — Astron. J., v. 78, p. 885–892.
 Азуза и др., 1975 — Assousa G.F., Balick B., Erkes J.W. — Bull. Amer. Astron. Soc., v. 7, p. 35.
 Айвен, 1980 — Iwan D. — Ap. J., v. 239, p. 316.
 Айзенберг, 1977 — Isenberg Ph. A. — Ap. J., v. 217, p. 597–618.
 Айнуе и др., 1980 — Inoue H., Koyama K., Matsuoka M., Ohashi T., Tanaka Y., Tsunemi H. — Ap. J., v. 238, p. 886–891.
 Аксельрод, 1980 — Axelrod, — Type I SNe, p. 80–95.
 Албинсон, Галл, 1982 — Albinson J.S., Gull S.F. — В кн.: Regions of recent star formation/Eds. R. Roger, P. Dewdney. — Dordrecht: D. Reidel. Publ. Co., p. 193–199.
 Алдусева В.Я., Асламов А.А., Колотылов Е.А., Черепашук А.М., 1982 — Письма в Астрон. ж., т. 8, с. 717–721.
 Аллен и др., 1976 — Allen R.J., Goss W.H., Kerr R., de Bruyn A.G. — Astron. Astrophys., v. 48, p. 253–261.
 Аллер, Ринолдс, 1985 — Aller H.D., Reynolds S.P. — Ap. J. Lett., v. 293, L. 73–L76.
 Ангерхофер и др., 1977 — Angerhofer P.E., Becker R.H., Kundu M.R. — Astron. Astrophys., v. 55, p. 11–18.
 Ангерхофер и др., 1980 — Angerhofer P.E., Wilson A.S., Mould J.R. — Ap. J., v. 236, p. 143–152.
 Ангерхофер и др., 1981 — Angerhofer P.E., Strom R.G., Velusamy T., Kundu M.R. — Astron. Astrophys., v. 94, p. 313–322.

- Андерхилл, 1984 – Underhill A.B. – Ap. J., v. 276, p. 583–592.
- Анриесс, 1980 – Andriesse C.D. – MNRAS, v. 192, p. 95–99.
- Антохин И.И., Асламов А.А., Черепашук А.М., 1982 – Письма в Астрон. ж., т. 8, с. 734–739.
- Антохин И.И., Черепашук А.М., 1984 – Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 370–376.
- Антохина Э.А., Черепашук А.М., 1985 – Письма в Астрон. ж., т. 11, с. 10–16.
- Арделян Н.В., Бисноватый-Коган Г.С., Попов Ю.П., 1979 – Астрон. ж., т. 56, с. 1244–1255.
- Архипова В.П., Лозинская Т.А., 1978а – Астрон. ж., т. 55, с. 1320–1321.
- Архипова В.П., Лозинская Т.А., 1978б – Письма в Астрон. ж., т. 4, с. 16–20.
- Асламов А.А., Черепашук А.М., 1981 – Письма в Астрон. ж., т. 7, с. 482–487.
- Бааде, 1943 – Baade W. – Ap. J., v. 97, p. 119–127.
- Бааде, Минковский, 1954 – Baade W., Minkowski R. – Ap. J., v. 119, p. 206–214.
- Бааде, Цвикки, 1934 – Baade W., Swicky F. – Phys. Rev., v. 46, p. 76–77.
- Баарс и др., 1977 – Baars J.W.M., Genzel R., Pauliny-Toth I.K., Witzel A. – Astron. Astrophys., v. 61, p. 99–106.
- Баарс и др., 1978 – Baars J., Dickel H.R., Wendker H.J. – Astron. Astrophys., v. 62, p. 13–20.
- Балинская И.С., Бычков К.В., 1979 – Сообщ. CAO, вып. 26, с. 51–80.
- Балинская И.С., Бычков К.В., 1981 – Сообщ. CAO, вып. 31, с. 49–95.
- Бандьера и др., 1983 – Bandiera R., Pacini F., Salvati M. – Astron. Astrophys., v. 126, p. 7–9.
- Бандьера и др., 1984 – Bandiera R., Pacini F., Salvati M. – Ap. J., v. 285, p. 134–140.
- Барбон, 1980 – Barbon R. – Type I SNe, p. 16–19.
- Барбон и др., 1973 – Barbon R., Ciatti F., Rosino L. – Astron. Astrophys., v. 25, p. 241–248.
- Барбон и др., 1979 – Barbon R., Ciatti F., Rosino L. – Astron. Astrophys., v. 72, p. 287–292.
- Барбон и др., 1984 – Barbon R., Cappellaro E., Ciatti F., Turatto M., Kowal C.T. – Astron. Astrophys. Suppl. Ser., v. 58, p. 735–750.
- Баркерт и др., 1982 – Burkert W., Zimmermann H.U., Aschenbach B., Bräuninger H., Williamson F. – Astron. Astrophys., v. 115, p. 167–170.
- Барлоу, Коуэн, 1977 – Barlow M.J., Cohen M. – Ap. J., v. 213, p. 737–755.
- Барлоу и др., 1976 – Barlow M.J., Cohen M., Gull T.R. – MNRAS, v. 176, p. 359–366.
- Барлоу и др., 1981 – Barlow M.J., Smith L.J., Willis A.J. – MNRAS, v. 196, p. 101–110.
- ван Барэн, 1985 – van Buren D. – Ap. J., v. 294, p. 567–577.
- Баш и др., 1977 – Bash F.N., Green E., Peter W.L. – Ap. J., v. 217, p. 464–472.
- Бейкер и др., 1973 – Baker J.R., Preuss E., Whiteoak J.B. – Astrophys. Lett., v. 14, p. 123–127.
- Бейтс и др., 1983 – Bates B., Brown-Kerr W., Giaretta D.L., Keenan F.P. – Astron. Astrophys., v. 122, p. 64–68.
- Белл, 1977 – Bell A.R. – MNRAS, v. 179, p. 573–585.
- Белл, 1978а, б – Bell A.R. – MNRAS, v. 182, p. 147–156; v. 182, p. 443–455.
- Белтраметти и др., 1982 – Beltrametti M., Tenorio-Tagle G., Yorke U.W. – Astron. Astrophys., v. 112, p. 1–10.
- ван ден Берг, 1971 – van den Bergh S. – Astrophys. J., v. 165, p. 457–469.
- ван ден Берг, 1976 – van den Bergh S. – Ap. J. Lett., v. 208, L17–L18.
- ван ден Берг, 1978а – van den Bergh S. – Ap. J. Lett., v. 220, L9–L10.
- ван ден Берг, 1978б – van den Bergh S. – Ap. J. Suppl., v. 38, p. 119–128.
- ван ден Берг, 1980а – van den Bergh S. – Astron. Astrophys., v. 86, p. 155–156.
- ван ден Берг, 1980б – van den Bergh S. – Ap. J. Lett., v. 236, L. 23.
- ван ден Берг, 1983 – van den Bergh S. – IAU Symp. N. 101, p. 597–604.
- ван ден Берг, Кампер, 1977 – van den Bergh S., Kamper K.W. – Ap. J., v. 218, p. 617–632.
- ван ден Берг, Кампер, 1983 – van den Bergh S., Kamper K.W. – Ap. J., v. 268, p. 129–133.
- ван ден Берг, Кампер, 1984 – van den Bergh S., Kamper K.W. – Ap. J. Lett., v. 280, L51–L54.
- ван ден Берг, Кампер, 1985 – van den Bergh S., Kamper K. – Ap. J., v. 293, p. 537–541.
- ван ден Берг, Маза, 1976 – van den Bergh S., Maza J. – Ap. J., v. 204, p. 519–529.

- ван ден Берг и др., 1973 — van den Bergh S., Marscher A.P., Terzian J. — *Ap. J. Suppl.*, v. 26, p. 19–36.
- Березинский В.С., Гинзбург В.Л., Прилуцкий О.Ф., 1984 — Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 98–103.
- Беркхьюзен, 1971 — Berkhuijsen E.M., — *Astron. Astrophys.*, v. 14, p. 359–386.
- Беркхьюзен, 1973 — Berkhuijsen E.M. — *Astron. Astrophys.*, v. 24, p. 143–147.
- Беркхьюзен, 1983 — Berkhuijsen E.M. — *Astron. Astrophys.*, v. 120, p. 147–149.
- Бергред А.Т., 1984 — В мире науки, № 2, с. 64–73.
- Бигнел, Секвист, 1983 — Bignell R.C., Scaquist E.R. — *Ap. J.*, v. 270, p. 140–143.
- Бисноватый-Коган, Надежин, 1972 — Bisnovaty-Kogan G.S., Nadyozhin D.K. — *Astrophys. Space Science*, v. 15, p. 353–374.
- Блайр, Киршнер, 1985 — Blair W.R., Kirshner R.P. — *Ap. J.*, v. 289, p. 582–597.
- Блайр, Шилд, 1985 — Blair W.R., Schild R.E. — *Astrophys. Lett.*, v. 24, p. 189–196.
- Блайр и др., 1983 — Blair W.P., Kirshner R.P., Winkler P.F. — *Ap. J.*, v. 272, p. 84–91.
- Блайр и др., 1984а — Blair W.P., Raymond J.C., Fesen R.A., Gull T.R. — *Ap. J.*, v. 279, p. 708–713.
- Блайр и др., 1984б — Blair W.P., Kirshner R.P., Fesen R.A., Gull T.R. — *Ap. J.*, v. 282, p. 161–171.
- Бланко, Вильямс, 1959 — Blanco V.M., Williams A.D. — *Ap. J.*, v. 130, p. 482–486.
- Блинников С.И., Имшенник В.С., Утробин В.П., 1982 — Письма в Астрон. ж., т. 8, с. 671–678.
- Блинников С.И., Лозинская Т.А., Чугай И.Н., 1986 — Препринты ИТЭФ, №№ 43, 46, 47.
- Блэндфорд, Острикер, 1980 — Blandford R.D., Ostriker J.P. — *Ap. J.*, v. 237, p. 793–808.
- Блэндфорд и др., 1983 — Blandford R.D., Kennel C.F., Mc Kee C.F. — *Nature*, v. 301, p. 586–587.
- Боденхеймер, Вусли, 1983 — Bodenheimer P., Woosley S.E. — *Ap. J.*, v. 269, p. 281–291.
- Боденхеймер и др., 1983 — Bodenheimer P., Yorke H.W., Tenorio-Tagle G., Beltrametti M. — *IAU Symp. N. 101*, p. 399–404.
- Бонсиньори-Факонои, Томачи, 1979 — Bonsignori-Facondi S.R., Tomasi P. — *Astron. Astrophys.*, v. 77, p. 93–100.
- Боркен, Айвен, 1977 — Borken R.J., Iwan De A.C. — *Ap. J.*, v. 218, p. 511–520.
- Бочкарев Н.Г., 1984 — Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 184–190.
- Бочкарев Н.Г., 1985 — *Астрон. ж.*, т. 62, с. 875–888.
- Бочкарев Н.Г., 1986 (в печати).
- Бочкарев Н.Г., Лозинская Т.А., 1985 — *Астрон. ж.*, т. 62, с. 103–111.
- Бочкарев Н.Г., Ситник Т.Г., 1985 — *Astrophys. Space Sci.*, v. 108, p. 237–302.
- Брандт и др., 1976 — Brandt J.C., Roosen R.G., Thompson J., Ludden D.J. — *Ap. J.*, v. 208, p. 109–112.
- Бранч, 1981 — Branch D. — *Ap. J.*, v. 248, p. 1076–1080.
- Бранч, 1982 — Branch D. — *Supernovae*, p. 267–279.
- Бранч и др., 1981 — Branch D., Falk S.W., Mc Call M.L., Rybski P., Uomoto A.K., Willis B.J. — *Ap. J.*, v. 244, p. 780–804.
- Бранч и др., 1982 — Branch D. et al. — *Ap. J. Lett.*, v. 244, p. L61–L64.
- Браун и др., 1983 — Braun R., Goss W.M., Danziger I.J., Boksenberg A. — *IAU Symp. N. 101*, p. 159–164.
- Браунсфюрт, Фейцингер, 1983 — Braunsfurth E., Feitzinger J.V. — *Astron. Astrophys.*, v. 127, p. 113–131.
- Бринкманн и др., 1985 — Brinkmann W., Aschenbach B., Longmeir — *Nature*, v. 313, N. 6004, p. 662–664.
- Брувейлер и др., 1980 — Bruchweiler F.C., Gull T.R., Kafatos M., Sofia S. — *Ap. J. Lett.*, v. 238, L27–L30.
- Брувейлер и др., 1981 — Bruchweiler F.C., Gull T.R., Henize K.G., Cannon R.D. — *Ap. J.*, v. 251, p. 126–132.
- де Бруин, 1983 — de Bruyn A.G. — *Astron. Astrophys.*, v. 119, p. 301–306.
- Буланов С.В., Соколов И.В., 1984 — Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 594–599.
- Буннер, 1978 — Bunner A.N. — *Ap. J.*, v. 220, p. 261–271.
- Бурстейн и др., 1976 — Burstein P., Borken R.J., Kraushaar W.L., Sanders W.T. — *Ap. J.*, v. 213, p. 405–420.
- Бычков К.В., 1973 — *Астрон. ж.*, т. 50, с. 907–918.

- Бычков К.В., 1974а — *Астрон. ж.*, т. 51, с. 317–320.
- Бычков К.В., 1974б — *Астрон. ж.*, т. 51, с. 712–720.
- Бычков К.В., 1978а — *Астрон. ж.*, т. 55, с. 1222–1227.
- Бычков К.В., 1978б — *Астрон. ж.*, т. 55, с. 755–764.
- Бычков К.В., 1979 — *Астрон. ж.*, т. 56, с. 781–792.
- Бычков К.В., 1986 — *Изв. САО (в печати)*.
- Бычков К.В., Лебедев В.С., 1979 — *Astron. Astrophys.*, v. 80, p. 167–170.
- Бычков К.В., Пикельнер С.Б., 1975 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 1, с. 29–34.
- Бэйкер и др., 1973 — Baker J.R., Preuss E., Whiteoak J.B. — *Astrophys. Lett.*, v. 14, p. 123–127.
- Бэккер, 1983 — Becker R.H. — *IAU Symp. N. 101*, p. 321–328.
- Бэккер, Хелфанд, 1984 — Becker R.H., Helfand D.J. — *Ap. J.*, v. 283, p. 154–157.
- Бэккер, Хелфанд, 1985 — Becker R.H., Helfand D.J. — *Nature*, v. 313, p. 115–118.
- Бэккер и др., 1976 — Becker R.H., Boldt B.A., Holt S.S., Pravdo S.H., Rothschild R.E., Serlemitsos P.J., Swank J.H. — *Ap. J.*, v. 209, p. 65–67.
- Бэккер и др., 1979 — Becker R.H., Holt S.S., Smith B.W., White N.E., Boldt E.A., Mushotzky R.F., Serlemitsos P.Y. — *Ap. J. Lett.*, v. 234, L73–L76.
- Бэккер и др., 1980а — Becker R.H., Boldt E.A., Holt S.S., Serlemitsos P.J., White N.E. — *Ap. J. Lett.*, v. 237, L77–L79.
- Бэккер и др., 1980б — Becker R.H., Holt S.S., Smith B.W., White N.E., Boldt E.A., Mushotzky R.F., Serlemitsos P.J. — *Ap. J. Lett.*, v. 235, L5–L8.
- Бэккер и др., 1982 — Becker R.H., Helfand D.J., Szymkowiak A.E. — *Ap. J.*, v. 255, p. 557–563.
- Бэркер, 1978 — Barker T. — *Ap. J.*, v. 219, p. 914–930.
- Валборн, 1982 — Walborn N.R. — *Ap. J.*, v. 256, p. 452–459.
- Валборн, Хессер, 1982 — Walborn N.R., Hesser J.E. — *Ap. J.*, v. 252, p. 156–171.
- Валлерстайн, Якобсен, 1976 — Wallerstein G., Jacobsen T.S. — *Ap. J.*, v. 207, p. 53–58.
- Ванбеверен, Паккет, 1979 — Vanbeveren D., Packet W. — *Astron. Astrophys.*, v. 80, p. 242–247.
- Ванг, Сьюард, 1984 — Wang Z.R., Seward F.D. — *Ap. J.*, v. 285, p. 607–612.
- Вартанян и др., 1985 — Vartanian M.N., Lum R.S.R., Ku W.H.-M. — *Ap. J. Lett.*, v. 288, L5–L9.
- Ватсон и др., 1983а — Watson M.G., Willingale R., Pye J.P., Rolf D.P., Wood N., Thomas N., Seward F.D. — *IAU Symp. N. 101*, p. 273–280.
- Ватсон и др., 1983б — Watson M.G., Willingale R., Grindlay J.E., Seward F.D. — *Ap. J.*, v. 273, p. 688–696.
- Вейлер, 1980 — Weiler K.W. — *Astron. Astrophys.*, v. 84, p. 271–276.
- Вейлер, 1983 — Weiler K.W. — *Observatory*, v. 103, p. 85–105.
- Вейлер, Панагия, 1980 — Weiler K.W., Panagia N. — *Astron. Astrophys.*, v. 90, p. 269–282.
- Вейлер и др., 1981 — Weiler K.W., van der Hulst J.M., Sramek R., Panagia N. — *Ap. J.*, v. 243, L151–L156.
- Вейлер и др., 1983 — Weiler K.W., Sramek R.A., van der Hulst J.M., Panagia N. — *IAU Symp. N. 101*, p. 171–176.
- Вейскопф и др., 1978 — Weisskopf M.C., Silver E.H., Kestenbaum H.L., Long K.S., Novick R. — *Ap. J. Lett.*, v. 220, L117–L121.
- Велусами, 1984 — Velusamy T. — *Nature*, v. 308, p. 251–252.
- Велусами, 1985 — Velusamy T. — *MNRAS*, v. 212, p. 359–365.
- Велусами, Кунду, 1974 — Velusamy T., Kundu M.R. — *Astron. Astrophys.*, v. 32, p. 375–390.
- Велусами, Сарма, 1977 — Velusamy T., Sarma N.V.G. — *MNRAS*, v. 181, p. 455–464.
- Венгер А.П., Госачинский И.В., Грачев В.Г., Егорова Т.М., Рыжков Н.Ф., Херсонский В.К., 1981 — *Астрон. ж.*, т. 58, с. 1187–1194.
- Венгер А.П., Госачинский И.В., Грачев В.Г., Егорова Т.М., Рыжков Н.Ф., Херсонский В.К., 1982 — *Астрон. ж.*, т. 59, с. 20–26.
- Вендкер, 1971 — Wendker H.J. — *Astron. Astrophys.*, v. 13, p. 65–70.
- Вендкер и др., 1975 — Wendker H.J., Smith L.F., Israel F., Habing H.J., Dickel H.R. — *Astron. Astrophys.*, v. 42, p. 173–185.
- Виллис, 1973 — Willis A.G. — *Astron. Astrophys.*, v. 26, p. 237–255.

- Виллис, 1982a — Willis A.J. — IAU Symp. N. 99, p. 87—104.
- Виллис, 1982b — Willis A.J. — MNRAS, v. 198, p. 897—920.
- Виллис, Вилсон, 1979 — Willis A.J., Wilson R. — IAU Symp. N. 83, p. 461—469.
- Вилсон, Вейлер, 1976 — Wilson A.S., Weiler K.W. — Astron. Astrophys., v. 53, p. 89—92.
- Вилсон и др., 1974 — Wilson W.J., Schwartz R.P., Epstein E.E., Johnson W.A., Eicheverry R.D., Mori T.T., Berry G.G., Dyson H.B. — Ap. J., v. 191, p. 357—374.
- Вилсон и др., 1985a — Wilson A.S., Samarasingha N.H., Hogg D.E. — The Crab Nebula and related SNR's/Eds. MRafatos, R.B.C. Henry, Cambridge: University Press.
- Вилсон и др., 1985b — Wilson A.S., Samarasingha N.H., Hogg D.E. — Ap. J. Lett., v. 294, L121—L124.
- Вильковский Э.Я., 1981 — Астрофизика, т. 17, с. 309—315.
- Виняйкин Е.Н., Разин В.А., 1979 — Астрон. ж., т. 56, с. 913—917.
- Виняйкин Е.Н., Разин В.А., Хрулев В.В., 1980 — Письма в Астрон. ж., т. 6, с. 620—622.
- Вокулер и др., 1976 — Vaucouleurs G., Vaucouleurs A., Corvin H.J. — Second reference catalogue of bright galaxies/ — Austin: Univ. of Texas Press.
- Ву и др., 1983 — Wu Chi-Chao, Leventhal M., Sarazin C.L., Gull T.R. — Ap. J. Lett., v. 269, L5—L10.
- Вудворд, 1976 — Woodward P.R. — Ap. J., v. 207, p. 484—501.
- Вудгейт и др., 1974 — Woodgate B.E., Stockman H., Angel J., Kirshner R. — Ap. J. Lett., v. 188, L79—L82.
- Вудгейт и др., 1977 — Woodgate B.E., Kirshner R.P., Balon R.J. — Ap. J. Lett., v. 218, L129—L131.
- Вудгейт и др., 1979 — Woodgate B.E., Lucke R.L., Soeker D.G. — Ap. J. Lett., v. 229, L119—L121.
- Вусли, Уивер, 1982 — Woosley S.E., Weaver T.A. — Supernovae, p. 79—122.
- Вуттен, 1977 — Wootten H.A. — Ap. J., v. 216, p. 440—445.
- Вуттен, 1981 — Wootten H.A. — Ap. J., v. 245, p. 105—114.
- Вуттен и др., 1975 — Wootten H.A., Slair G.N., van den Bout P. — Bull. Amer. Astr. Soc., v. 7, p. 418.
- Газе В.Ф., Шайн Г.А., 1955 — Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., т. 15, с. 11—30.
- Галас и др., 1980 — Galas C.M.F., Tuohy I.R., Garmire G.P. — Ap. J. Lett., v. 236, L13—L16.
- Галас и др., 1982 — Galas C.M.F., Venkatesan D., Garmire G.P. — Astrophys. Letters, v. 22, p. 103—108.
- Галл, 1973 — Gull T.R. — MNRAS, v. 161, p. 47—69.
- Галл, 1975 — Gull T.R. — MNRAS, v. 171, p. 263—278.
- Галл, Фезен, 1982 — Gull T.R., Fesen R.A. — Ap. J. Lett., v. 260, L75—L79.
- Гамильтон, Саразин, 1984a — Hamilton A.J.S., Sarazin C.L. — Ap. J., v. 281, p. 682—689.
- Гамильтон, Саразин, 1984b — Hamilton A.J.S., Sarazin C.L. — Ap. J., v. 287, p. 282—294.
- Гамильтон, Саразин, 1984в — Hamilton A.J.S., Sarazin C.L. — Ap. J., v. 284, p. 601—611.
- Гармани и др., 1981 — Garmany C.D., Olson G.L., Conti P.S., van Seenberg M.E. — Ap. J., v. 250, p. 660—676.
- Гелдзальер, Шаффер, 1982 — Geldzahler B.J., Shaffer D.B. — Ap. J. Lett., v. 260, L69—L73.
- Гелдзальер и др., 1980 — Geldzahler B.J., Pauls T., Salter C.J. — Astron. Astrophys., v. 84, p. 237—244.
- Гелдзальер и др., 1984 — Geldzahler B.J., Shaffer D.B., Kühr H. — Ap. J., v. 286, p. 284—288.
- Генри, 1984 — Henry R.B.C. — Stellar nucleosynthesis/Eds. S.C. Chiosi, A. Renzini. — Dordrecht: D. Reidel, p. 43—47.
- Генри, Мак Алпин, 1982 — Henry R.B.C., Mac Alpine G.M. — Ap. J., v. 258, p. 11—21.
- Генри и др., 1982 — Henry R.B.C., Mac Alpine G.M., Kirshner R.P. — Bull. Amer. Astron. Soc., v. 14, p. 887.
- Генри и др., 1984 — Henry R.B.C., Mac Alpine G.M., Kirshner R.P. — Ap. J., v. 278, p. 619—629.
- Гершберг Р.Е., Щеголов П.В., 1964 — Астрон. ж., т. 41, с. 425—429.

- Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И., 1963 — Происхождение космических лучей, М.: Изд-во АН СССР.
- Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И., 1965 — УФН, т. 87, с. 65—111.
- Гинзбург В.Л., Пускин В.С., Цытович В.Н., 1973 — *Astrophys. Space Sci.*, v. 21, p. 13—38.
- Глушков Ю.И., Карягина З.В., 1972 — *Астрон. ширк.*, № 711, с. 4—6.
- Глушков Ю.И., Денисюк Э.К., Карягина З.В., Вильковский Э.А., 1979 — *Астрон. ширк.*, № 1078, с. 4—5.
- Головатый В.В., Проник В.И., 1977 — *Ширк. Астрон. обсерв. Львовск. ун-та*, № 52, с. 3—8.
- Гончарский А.В., Метлицкая З.Ю., Черепанук А.М., 1984 — *Астрон. ж.*, т. 61, с. 124—135.
- Госачинский И.В., Херсонский В.К., 1982 — *Астрон. ж.*, т. 59, с. 237—245.
- Госачинский И.В., Херсонский В.К., 1983 — *Препринт САО АН СССР*, № 4, с. 1—28.
- Госс, ван Горком, 1984 — Goss W.M., Van Gorkom — *J. Astroph. Astr.*, v. 5, p. 425—428.
- Госс и др., 1971 — Goss W.M., Caswell J.L., Robinson B.J. — *Astron. Astrophys.*, v. 14, p. 481—486.
- Госс и др., 1973 — Goss W.M., Schwarz U.J., Wesselius R.P. — *Astron. Astrophys.*, v. 28, p. 305—307.
- Госс и др., 1979 — Goss W.M., Shiver P.A., Zealey W.J., Murdin P., Clark D.H. — *MNRAS*, v. 188, p. 357—363.
- Грахам и др., 1982 — Graham D.A., Haslam C.G.T., Salter C.J., Wilson W.E. — *Astron. Astrophys.*, v. 109, p. 145—154.
- Грегори и др., 1983 — Gregory P.C., Braun R., Gull S.F. — *IAU Symp.*, N. 101, p. 437—443.
- Грин, 1984a — Green D.A. — *MNRAS*, v. 211, p. 433—442.
- Грин, 1984b — Green D.A. — *MNRAS*, v. 209, p. 449—478.
- Грин, Галл, 1982 — Green D.A., Gull S.F. — *Nature*, v. 229, p. 606—608.
- Гроненшильд, Меве, 1982 — Gronenschild E.H.B.M., Mewe R. — *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, v. 48, p. 305—331.
- Гроненшильд и др., 1978 — Gronenschild E., Mewe R., Heise J., den Boggende A.J.F., Schrijver J., Brinkman A.C. — *Astron. Astrophys.*, v. 65, L9—L12.
- Гудис, 1982 — Goudis C. — *Astrophys. and Space Sci. Libr.*, v. 90, p. 1—311. Dordrecht D. Reidel.
- Гудис, Миберн, 1976 — Goudis C., Meaburn J. — *Astron. Astrophys.*, v. 51, p. 401—410.
- Гудис, Миберн, 1978 — Goudis C., Meaburn J. — *Astron. Astrophys.*, v. 62, p. 283—285.
- Гудис, Миберн, 1984 — Goudis C., Meaburn J. — *Astron. Ap.*, v. 138, p. 57—61.
- Гусейнов и др., 1980 — Guseinov O.H., Kasimov F.K., Kallinin E.V. — *Astroph. Space Sci.*, v. 68, p. 385—392.
- Давелаар и др., 1979 — Davelaar J., Bleeker J., Deerenberg A., Tanaka Y., Hayakawa S., Yamashina K. — *Ap. J.*, v. 230, p. 428—433.
- Давелаар и др., 1980 — Davelaar J., Bleeker A.M., Deerenberg A.J.M. — *Astron. Astrophys.*, v. 92, p. 231—237.
- Дайсон, 1973 — Dyson J.E. — *Astron. Astrophys.*, v. 23, p. 381—385.
- Дайсон, 1977 — Dyson J.E. — *Astron. Astrophys.*, v. 59, p. 161—165.
- Дайсон, 1978 — Dyson J.E. — *Astron. Astrophys.*, v. 62, p. 269—271.
- Дайсон, де Врие, 1972 — Dyson J.E., De Vries J. — *Astron. Astrophys.*, v. 20, p. 223—232.
- Данцигер, 1983 — Danziger L.J. — *IAU Symp.*, N. 101, p. 193—204.
- Данцигер, Госс, 1980 — Danziger L.J., Goss W.M. — *MNRAS*, v. 190, p. 47—49.
- Данцигер и др., 1978 — Danziger L.J., Clark D.H., Murdin P. — *Mem. Soc. Astron. Ital.*, v. 49, p. 559—562.
- Данцигер и др., 1979 — Danziger L.J., Murdin P., Clark D.H., D'Odorico S. — *MNRAS*, v. 186, p. 555—562.
- Даунс, 1971 — Downes D. — *Astron. J.*, v. 76, p. 305—316.
- Даунс, 1983 — Downes A. — *MNRAS*, v. 203, p. 695—699.
- Даунс и др., 1981 — Downes A.J.B., Pauls T., Salter C.J. — *Astron. Astrophys.*, v. 103, p. 277—287.
- Деннефельд, 1982 — Dennefeld M. — *Astron. Astrophys.*, v. 112, p. 215—222.
- Деннефельд, Пекинио, 1983 — Dennefeld M., Pequignot D. — *Astron. Astrophys.*, v. 127, p. 42—48.

- Дехарвенг-Баудел, 1973 — Deharveng-Baudel L. — Mem. Soc. Roy. Sci. Liège, Coll. 8, 6^e Sér., v. 5, p. 357–362.
- Дженкинс, 1978 — Jenkins E.B., Ap. J., v. 220, p. 107–123.
- Дженкинс, Мелой, 1974 — Jenkins E.B., Meloy D.A. — Astrophys. J. Lett., v. 193, L121–L125.
- Дженкинс и др., 1976 — Jenkins E.B., Silk J., Wallerstein G. — Astrophys. J. Lett., v. 209, L87–L91.
- Дженкинс и др., 1981 — Jenkins E.B., Silk J., Wallerstein G., Leep E.M. — Ap. J., v. 248, p. 977–983.
- Дженкинс и др., 1984 — Jenkins E.B., Wallerstein G., Silk J. — Ap. J., v. 278, p. 649–662.
- Джованелли, Хайнес, 1979 — Giovanelli R., Haynes M.P. — Ap. J., v. 230, p. 404–414.
- Джонсон, 1972 — Johnson H.M. — Ap. J., v. 176, p. 645–649.
- Джонсон, 1974 — Johnson H.M. — Ap. J., v. 194, p. 337–342.
- Джонсон, 1978 — Johnson H.M. — MNRAS, v. 184, p. 727–732.
- Джонсон, 1980 — Johnson H.M. — Ap. J., v. 235, p. 66–75.
- Джонсон, 1982a — Johnson H.M. — Ap. J., v. 256, p. 559–567.
- Джонсон, 1982b — Johnson H.M. — Ap. J. Suppl., v. 50, p. 551–572.
- Джонсон, Хогг, 1965 — Johnson H.M., Hogg D.E. — Ap. J., v. 142, p. 1033–1040.
- Диккел, Грейзен, 1979 — Dickel J.R., Greisen E.W. — Astron. Astrophys., v. 75, p. 44–53.
- Диккел, Джонес, 1985 — Dickel J.R., Jones E.M. — Ap. J., v. 288, p. 707–717.
- Диккел, Спанглер, 1979 — Dickel J.R., Spangler S.R. — Astron. Astrophys., v. 79, p. 243–244.
- Диккел и др., 1976 — Dickel J.R., Dickel H.R., Crutcher R.M. — Publ. Astron. Soc. Pacif., v. 88, p. 840–843.
- Диккел и др., 1980 — Dickel H.R., Habing H.J., Isaacman R. — Ap. J. Lett., v. 238, L39–L41.
- Диккел и др., 1982 — Dickel J.R., D'Odorico S., Felli M., Dopita M. — Ap. J., v. 252, p. 582–588.
- Допита, Мэтьюсон, 1979 — Dopita M.A., Mathewson D.S. — Ap. J. Lett., v. 231, L147–L150.
- Допита, Туоху, 1984 — Dopita M.A., Tuohy I.R. — Ap. J., v. 282, p. 135–141.
- Допита и др., 1977 — Dopita M.A., Mathewson D.S., Ford V.L. — Ap. J., v. 214, p. 179–188.
- Допита и др., 1981 — Dopita M.A., Tuohy I.R., Mathewson D.S. — Ap. J. Lett., v. 248, L105–L108.
- Допита и др., 1984 — Dopita M.A., Evans R., Cohen M., Schwartz R. — Ap. J. Lett., v. 287, L69–L71.
- Дорошенко В.Т., 1970 — Астрон. ж., т. 47, с. 292–296.
- Дорошенко В.Т., 1972 — Астрон. ж., т. 49, с. 494–506.
- Дорошенко В.Т., Лозинская Т.А., 1977 — Письма в Астрон. ж., т. 3, с. 541–544.
- Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б., 1981 — ЖЭТФ, т. 80, вып. 3, с. 801–815.
- Дрэйк, Лински, 1983 — Drake S.A., Linsky J.L. — Ap. J. Lett., v. 274, L77–L81.
- Дуин, ван дер Лаан, 1975 — Duin R.M., van der Laan H. — Astron. Astrophys., v. 40, p. 111–122.
- Дуум и др., 1985 — Doom C., de Greve J.P., de Loore C. — Ap. J., v. 290, p. 185–190.
- Дэвидсен и др., 1977 — Davidsen A.F., Henry R.C., Snyder W.A., Friedman H., Fritz G., Natanson S., Shulman S., Yentis D. — Ap. J., v. 215, p. 541–551.
- Дэвидсон, 1979 — Davidson K. — Ap. J., v. 228, p. 179–190.
- Дэвидсон и др., 1982 — Davidson K. et al. — Ap. J., v. 253, p. 698–706.
- Дэвис и др., 1976 — Davies R.D., Elliott K.H., Meaburn J. — Mem. Roy. Astron. Soc., v. 81, p. 89–128.
- Дэвис и др., 1978 — Davies R.D., Elliott K.H., Goudis C., Meaburn J., Terbutt N.J. — Astron. Astrophys. Suppl., v. 31, p. 271–284.
- Есипов В.Ф., Лозинская Т.А., 1968 — Астрон. ж., т. 45, с. 1153–1159.
- Есипов В.Ф., Лозинская Т.А., 1971 — Астрон. ж., т. 48, с. 449–454.
- Есипов В.Ф., Клементьева А.Ю., Коваленко А.В., Лозинская Т.А., Лютый В.М., Ситник Т.Г., Удальцов В.А., 1982 — Астрон. ж., т. 59, с. 965–974.
- Ефремов Ю.И., 1984 — Вестн. АН СССР, т. 12, с. 56–66.
- Жоржелем и др., 1979 — Georgelin J.M., Georgelin J.P., Sivan J.P. — IAU Symp. N. 84, "Large-scale characteristics of the Galaxy"/Ed. W.B. Burton — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., p. 65–70.

- Жоржелен и др.*, 1983 – Georgetin J.M., Georgetin J.P., Laval A., Monnet G., Rosado M. – *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 54, p. 459–469.
- Зарнецки и др.*, 1978 – Zarnecki J.C., Culhane J.L., Gorr A., Seward F.D., Charles P.A. – *Ap. J. Lett.*, v. 219, L17–L21.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.М.*, 1966 – Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука.
- Зилей и др.*, 1979 – Zealey W.J., Elliott K.H., Malin D.G., – *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 38, p. 39–49.
- Зилей и др.*, 1980 – Zealey W.J., Dopita M.A., Malin D.G., – *MNRAS*, v. 192, p. 731–743.
- Зилей и др.*, 1983 – Zealey W.J., McGillivray H.T., Malin D., Hartl H., – *IAU Symp.* N. 101, p. 267–272.
- Ибэн, Тулуков*, 1984a – Iben I., Tutukov A.V., – В кн.: *Stellar Nucleosynthesis*, Eds. C. Chiosi, A. Renzini, – Dordrecht: D. Reidel, p. 181–204.
- Ибэн, Тулуков*, 1984b – Iben I., Tutukov A.V., – *Ap. J. Suppl.*, v. 54, p. 335–372.
- Иванов В.П., Барабанов А.П., Станкевич К.С., Столяров С.П.*, 1982a – *АЖ*, т. 59, с. 963–964.
- Иванов В.П., Бубукин И.Т., Станкевич К.С.*, 1982b – *Письма в Астрон. ж.*, т. 8, с. 83–85.
- Израэл и др.*, 1973 – Israel F.P., Habing H.J., de Jong T., – *Astron. Astrophys.*, v. 27, p. 143–160.
- Икеучи, Томита*, 1983 – Ikeuchi S., Tomita H., – *Publ. Astron. Soc. Japan*, v. 35, p. 77–86.
- Икеучи и др.*, 1984 – Ikeuchi S., Habe A., Tanaka J.D., – *MNRAS*, v. 207, p. 909–927.
- Иловайский, Леке*, 1972 – Ilovaisky S.A., Lequeux J., – *Astron. Astrophys.*, v. 20, p. 347–356.
- Имшенник В.С., Надёжин Д.К.*, 1970 – *Научн. информ. Астросовета АН СССР*, т. 29, с. 27–48.
- Имшенник В.С., Надёжин Д.К.*, 1982 – В кн.: *Итоги науки и техники, Астрономия*, т. 21, ВИНТИ, с. 63–129.
- Ито*, 1979 – Itoh H., – *Publ. Astr. Soc. Japan*, v. 31, p. 541–562.
- Ито*, 1984 – Itoh H., – *Ap. J.*, v. 285, p. 601–606.
- Ито, Фабиан*, 1984 – Itoh H., Fabian A.C., – *MNRAS*, v. 208, p. 645–660.
- Июдин А.Ф., Кириллов-Угрюмов В.Г., Котов Ю.Д., Смирнов Ю.В., Юров В.Н., Курисова Л.В., Фрадкин М.И., Дамле С.В., Гокли Г.С., Кунте П.К., Шрикаган Б.В.*, 1984 – *Письма в Астрон. ж.*, т. 10, с. 104–110.
- Йорк и др.*, 1983 – Yorke H.W., Tenorio-Tagle G., Bodenheimer P., – *IAU Symp.* N. 101, p. 393–397.
- Каан*, 1983 – Kahn J.D., – *IAU Symp.* N. 103, p. 305–316.
- Каан и др.*, 1983 – Kahn S.M., Brodie J., Bowler S., Charles P.A., – *Ap. J.*, v. 269, p. 212–217.
- Кадомцев, Цытович*, 1970 – *IAU Symp.* N. 39, *Interstellar gas dynamics*/Ed. H.Y. Habing – New York: Reidel, p. 108–132.
- Кампер, ван ден Берг*, 1976 – Kamper K., van den Bergh S., – *Astrophys. J. Suppl.*, v. 32, p. 351–366.
- Кампер, ван ден Берг*, 1978 – Kamper K., van den Bergh S., – *Ap. J.*, v. 224, p. 851–856.
- Канитарес и др.*, 1982 – Canizares C.R., Kris G.A., Feigelson E.D., – *Astrophys. J. Lett.*, v. 253, L17–L22.
- Канитарес и др.*, 1983 – Canizares R.C., Winkler P.G., Markert T.H., Berg C., – *IAU Symp.* N. 101, p. 205–212.
- Канто*, 1977 – Canto J., – *Astron. Astrophys.*, v. 61, p. 641–645.
- Канто и др.*, 1979 – Canto J., Johnson P.G., Meaburn J., Mikhail J.S., Tettert D.L., White N.J., – *MNRAS*, v. 187, p. 673–681.
- Каплан С.А., Шикельнер С.Б.*, 1963 – *Межзвездная среда*. М.: Физматгиз.
- Каплан С.А., Шикельнер С.Б.*, 1979 – *Физика межзвездной среды*. М.: Наука.
- Кардашев Н.С.*, 1962 – *Астрон. ж.*, т. 39, с. 393–409.
- Кардашев Н.С.*, 1964 – *Астрон. ж.*, т. 41, с. 807–813.
- Касинелли и др.*, 1978a – Casinelli J.P., Castor J.L., Lamers H., – *Publ. Astron. Soc. Pacific*, v. 90, p. 496–505.
- Касинелли и др.*, 1978b – Casinelli J.P., Olson G., Sato R., – *Ap. J.*, v. 220, p. 573–581.
- Касинелли и др.*, 1981 – Casinelli J.P., Waldron W.L., Sanders W.L., Harnden F.R., Rosner R., Viana G.S., – *Ap. J.*, v. 250, p. 677–686.

- Кастор и др.*, 1975 - Castor J., McCray R., Weaver R. - *Ap. J. Lett.*, v. 200, L107 - L110.
- Касуэлл*, 1979 - Caswell J.L. - *MNRAS*, v. 187, p. 431 - 439.
- Касуэлл, Лерхе*, 1979 - Caswell J.L., Lerche I. - *MNRAS*, v. 187, p. 201 - 216.
- Касуэлл и др.*, 1975 - Caswell J.L., Murray J.D., Roger R.S., Cole D.J., Cooke D.J. - *Astron. Astrophys.*, v. 45, p. 239 - 258.
- Касуэлл и др.*, 1980 - Caswell J.L., Haynes R.F., Milne D.K., Wellington K.J. - *MNRAS*, v. 190, p. 881 - 889.
- Касуэлл и др.*, 1981 - Caswell J.L., Milne D.K., Wellington K.J. - *MNRAS*, v. 195, p. 89 - 100.
- Каччол, Фист*, 1970 - Catchpole R.M., Feast M.W. - *Observatory*, v. 90, p. 136 - 141.
- Квиггтер*, 1981 - Kwitter K.B. - *Ap. J.*, v. 245, p. 154 - 162.
- Квиггтер*, 1984 - Kwitter K.B. - *Ap. J.*, v. 287, p. 840 - 844.
- Квок*, 1983 - Kwok S. - *IAU Symp. N. 103*, p. 293 - 303.
- Кенникутт*, 1984 - Kennicutt R.C. - *Ap. J.*, v. 277, p. 361 - 366.
- Кёниг*, 1983 - Küngel A. - *MNRAS*, v. 205, p. 471 - 486.
- Мак Ки, Ковье*, 1975 - McKee C.F., Cowie L.L. - *Ap. J.*, v. 195, p. 715 - 725.
- Мак Ки, Ковье*, 1977 - McKee C.F., Cowie L.L. - *Ap. J.*, v. 215, p. 213 - 225.
- Мак Ки, Острикер*, 1977 - McKee C.F., Ostriker J.P. - *Ap. J.*, v. 218, p. 148 - 169.
- Мак Ки и др.*, 1978 - McKee C.F., Cowie L.L., Ostriker J.P. - *Ap. J. Lett.*, v. 219, L23 - L28.
- Мак Ки и др.*, 1984 - McKee C.F., van Buren D., Lazareff B. - *Ap. J. Lett.*, v. 278, L115 - L118.
- Кишнер, Арнольд*, 1979 - Kirshner R.P., Arnold C.N. - *Ap. J.*, v. 229, p. 147 - 152.
- Кишнер, Кван*, 1974 - Kirshner R.P., Kwan J. - *Ap. J.*, v. 193, p. 27 - 36.
- Кишнер, Кван*, 1975 - Kirshner R.P., Kwan J. - *Ap. J.*, v. 197, p. 415 - 424.
- Кишнер, Тэйлор*, 1976 - Kirshner R.P., Taylor K. - *Ap. J. Lett.*, v. 208, L83 - L86.
- Кишнер, Уинклер*, 1979 - Kirshner R.P., Winkler P.F. - *Ap. J.*, v. 227, p. 853 - 855.
- Кишнер, Фезен*, 1978 - Kirshner R.P., Fesen R.A. - *Ap. J.*, v. 224, p. 59 - 62.
- Кишнер, Шевалье*, 1978 - Kirshner R.P., Chevalier R.A. - *Astron. Astrophys.*, v. 67, p. 267 - 271.
- Кишнер, Шевалье*, 1980 - Kirshner R.P., Chevalier R.A. - *Ap. J. Lett.*, v. 242, L77 - L82.
- Кишнер и др.*, 1978 - Kirshner R.P., Gull T.R., Parker R.A.R. - *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 31, p. 261 - 270.
- Кларк*, 1976 - Clark D.H. - *MNRAS*, v. 175, 77p - 88p.
- Кларк, Касуэлл*, 1976 - Clark D.H., Caswell J.L. - *MNRAS*, v. 174, p. 267 - 303.
- Кларк, Стефенсон*, 1977 - Clark D.H., Stephenson F.R. - *The historical SN* - Oxford: Pergamon Press.
- Кларк, Стефенсон*, 1982 - Clark D.H., Stephenson F.R. - *Supernovae*, p. 355 - 370.
- Кларк и др.*, 1979 - Clark D.H., Murdin P., Zarnecki J.C., Culhane J.L. - *MNRAS*, v. 188, 11p - 14p.
- Кларк и др.*, 1981 - Clark D.H., Andrews P.J., Smith R.C. - *Observatory*, v. 101, p. 203 - 204.
- Кларк и др.*, 1982 - Clark D.H., Tuohy I.R., Long K.S., Szyrkowiak A.E., Dopita M.A., Mathewson D.S., Culhane J.L. - *Ap. J.*, v. 255, p. 440 - 446.
- Кларк и др.*, 1983 - Clark D.H., Murdin P., Wood R., Gilmozzi R., Danziger J., Furr A.W. - *MNRAS*, v. 204, p. 415 - 431.
- Клейн*, 1984 - Klein U. - *Observatory*, v. 104, p. 58 - 59.
- Клейн и др.*, 1979 - Klein U., Emerson D.T., Haslam C.G., Salter C.J. - *Astron. Astrophys.*, v. 76, p. 120 - 123.
- Кнапп, Керр*, 1974 - Knapp G.R., Kerr F.J. - *Astron. Astrophys.*, v. 33, p. 463 - 467.
- Кнапп и др.*, 1982 - Knapp G.R., Phillips T.G., Leighton R.B., Lo K.Y., Wannier P.G., Wootten H.A. - *Ap. J.*, v. 252, p. 616 - 634.
- Кован, Бранч*, 1982 - Cowan J.J., Branch D. - *Ap. J.*, v. 258, p. 31 - 34.
- Кован, Бранч*, 1984 - Cowan J.J., Branch D. - *Bull. Amer. Astr. Soc.*, v. 16, p. 541.
- Кован, Бранч*, 1985 - Cowan J.J., Branch D. - *Ap. J.*, v. 293, p. 400 - 406.
- Ковье*, 1981 - Cowie L.L. - *Ap. J.*, v. 245, p. 66 - 71.
- Ковье, Мак Ки*, 1977 - Cowie L.L., McKee C.F. - *Ap. J.*, v. 211, p. 135 - 146.
- Ковье и др.*, 1979 - Cowie L.L., Songaila A., York D.G. - *Ap. J.*, v. 230, p. 469 - 484.
- Ковье и др.*, 1981a - Cowie L.L., McKee C.F., Ostriker J.P. - *Ap. J.*, v. 247, p. 908 - 924.
- Ковье и др.*, 1981b - Cowie L.L., Hu F.M., Taylor W., York D.G. - *Ap. J. Lett.*, v. 250, L25 - L29.

- Кокс*, 1972a — Cox D.P. — *Ap. J.*, v. 178, p. 143–157.
Кокс, 1972b — Cox D.P. — *Ap. J.*, v. 178, p. 159–168.
Кокс, 1979 — Cox D.P. — *Ap. J.*, v. 234, p. 863–875.
Кокс, 1981 — Cox D.P. — *Ap. J.*, v. 245, p. 534–551.
Кокс, Смит, 1974 — Cox D.P., Smith B.W. — *Ap. J. Lett.*, v. 189, L105–L108.
Колдуэлл, Эмлер, 1981 — Caldwell C.N., Oemler A. — *Astron. J.*, v. 86, p. 1424–1428.
Коле и др., 1982 — Caulet A., Deharveng L., Georgelin Y.M., Georgelin Y.P. — *Astron. Astrophys.*, v. 110, p. 185–197.
Коломб, Дабнер, 1982 — Colomb F.R., Dubner G. — *Astron. Astrophys.*, v. 112, p. 141–148.
Компанеев, 1960 — Докл. АН СССР, т. 130, с. 1001–1003.
Конти, 1976 — Conti P.S. — *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 6 Ser., v. 9, p. 193–212.
Конти, 1978 — Conti P.S. — *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — v. 16, p. 371–392.
Конти, 1979 — Conti P.S. — *IAU Symp. N. 83*, p. 431–443.
Контини и др., 1980 — Contini M., Kozlovsky B.Z., Shaviv G. — *Astron. Astrophys.*, v. 92, p. 273–280.
Корнет, Харди, 1975 — Cornett R.H., Hardee P.E. — *Astron. Astrophys.*, v. 38, p. 157–160.
Корнет и др., 1977 — Cornett R.H., Chin G., Knapp G.R. — *Astron. Astrophys.*, v. 54, p. 889–894.
Коуэн, 1977 — Cohen J.G. — *Publ. Astr. Soc. Pacific*, v. 89, p. 626.
Коуэн, Барлоу, 1975 — Cohen M., Barlow M.J. — *Astrophys. Lett.*, v. 16, p. 165–171.
Коуэн, Кюи, 1976 — Cohen M., Kuhl L.V. — *Ap. J.*, v. 210, p. 365–376.
Кребс, Хиллебрандт, 1983 — Krebs J., Hillebrandt W. — *Ap. J.*, v. 128, p. 411–419.
Крисс и др., 1985 — Kriss G.A., Becker R.H., Helfand D.J., Canizares C.R. — *Ap. J.* v. 288, p. 703–706.
Крымский Г.Ф., Петухов С.Н., 1980 — Письма в Астрон. ж., т. 6, с. 227–231.
Ку и др., 1984 — Ku W.H.M., Kahn C.M., Pisarski R. — *Ap. J.*, v. 278, p. 615–618.
Кумар и др., 1983 — Kumar C.K., Kallman T.R., Thomas R.J. — *Ap. J.*, v. 272, p. 219–222.
Кундт, 1983 — Kundt W. — *Astron. Astrophys.*, v. 121, L15–L18.
Кунду и др., 1980 — Kundu M.R., Anderhofer P.E., Fürst E., Hirth W. — *Astron. Astrophys.*, v. 92, p. 225–229.
Куртес, 1960 — Courtes G. — *Ann. Astrophys.*, v. 23, p. 115–217.
Кэш и др., 1980 — Cash W., Charles P., Bowyer S., Walter F., Garmire G., Riegler G. — *Ap. J. Lett.*, v. 238, L71–L76.
ван дер Лаан, 1962 — Van der Laan H. — *MNRAS*, v. 124, p. 125–145.
Лайн, 1982 — Lync A.G. — in "Supernovae", p. 405–417.
Лайн и др., 1982 — Lyne A.G., Anderson B., Salter M.J. — *MNRAS*, v. 201, p. 503–520.
Лакк и др., 1979 — Lucke R.L., Zarnecki J.C., Woodgate B.E., Culhane J.L., Socker D.G. — *Ap. J.*, v. 228, p. 763–770.
Лакк и др., 1980 — Lucke R.L., Woodgate B.E., Gull T.R., Socker D.G. — *Ap. J.*, v. 235, p. 882–885.
Ландеккер, Вилебинский, 1970 — Landecker T.L., Wielebinski R. — *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, N. 16, p. 1–15.
Ландеккер и др., 1980 — Landecker T.L., Roger R.S., Higgs L.A. — *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 39, p. 133–152.
Ландеккер и др., 1982 — Landecker T.R., Pineault S., Routledge D., Vaneldik J.F. — *Ap. J. Lett.*, v. 261, L41–L47.
Ласкер, 1978 — Lasker B.M. — *Ap. J.*, v. 223, p. 109–121.
Ласкер, 1979 — Lasker B.M. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, v. 91, p. 153–157.
Ласкер, 1980 — Lasker B.M. — *Ap. J.*, v. 237, p. 765–768.
Ласкер, 1981 — Lasker B.M. — *Ap. J.*, v. 244, p. 517–519.
Мак Леан и др., 1983 — McLean I.S., Aspin C., Reitsem H. — *Nature*, v. 304, p. 243–246.
Лейбович, Данцигер, 1983 — Leibowitz E.M., Danziger I.J. — *MNRAS*, v. 204, p. 273–288.
Лерхе, 1980 — Lerche I. — *Astron. Astrophys.*, v. 85, p. 141–143.
Лерхе, Милн, 1980 — Lerche I., Milne D.K. — *Astron. Astrophys.* v. 81, p. 302–309.
Линдс, О'Нейл, 1983 — Lynds B.T., O'Neil E. — *Ap. J.*, v. 274, p. 650–658.
Литвинова И. Ю., Надёжин Д.К., 1982 — Препринт ИТЭФ-23.
Литвинова И.Ю., Надёжин Д.К., 1985 — Письма в Астрон. ж., т. 11, с. 351–356.

- Лихи и др.*, 1985a — Leahy D.A., Venkatesan D., Long K.S., Naranan S. — *Ap. J.*, v. 294, p. 183–192.
- Лихи и др.*, 1985b — Leahy D.A., Naranan S., Singh K.P. — *MNRAS*, v. 213, p. 15p–20p.
- Лозинская Т.А.*, 1964 — *Астрон. цирк.*, № 299, с. 1–4.
- Лозинская Т.А.*, 1970 — *Астрон. ж.*, т. 47, с. 122–128.
- Лозинская Т.А.*, 1971 — *Астрон. ж.*, т. 48, с. 1145–1149.
- Лозинская Т.А.*, 1973a — *Астрон. ж.*, т. 50, с. 950–954.
- Лозинская Т.А.*, 1973b — *Астрон. ж.*, т. 50, с. 496–500.
- Лозинская Т.А.*, 1975a — *Письма в Астрон. ж.*, т. 1, с. 225–228.
- Лозинская Т.А.*, 1975b — *Астрон. ж.*, т. 52, с. 515–519.
- Лозинская Т.А.*, 1976 — *Астрон. ж.*, т. 53, с. 38–43.
- Лозинская Т.А.*, 1977 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 3, с. 306–309.
- Лозинская Т.А.*, 1978a — *Письма в Астрон. ж.*, т. 4, с. 353–355.
- Лозинская Т.А.*, 1978b — *Astron. Astrophys.*, v. 64, p. 123–126.
- Лозинская Т.А.*, 1979a — *Астрон. ж.*, т. 56, с. 900–901.
- Лозинская Т.А.*, 1979b — *Astron. Astrophys.*, v. 71, p. 29–35.
- Лозинская Т.А.*, 1980a — *Astron. Astrophys.*, v. 84, p. 26–35.
- Лозинская Т.А.*, 1980b — *Астрон. ж.*, т. 57, с. 707–715.
- Лозинская Т.А.*, 1980в — *Письма в Астрон. ж.*, т. 6, с. 350–354.
- Лозинская Т.А.*, 1980г — *Астрон. ж.*, т. 57, с. 1197–1203.
- Лозинская Т.А.*, 1981 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 7, с. 29–32.
- Лозинская Т.А.*, 1982 — *Astrophys. Space Sci.*, v. 87, p. 313–331.
- Лозинская Т.А.*, 1983 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 9, с. 469–473.
- Лозинская Т.А., Ломовский А.И.*, 1982 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 8, с. 224–231.
- Лозинская Т.А., Ситник Т.Г.*, 1977 — *Астрон. ж.*, т. 54, с. 807–816.
- Лозинская Т.А., Ситник Т.Г.*, 1978 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 4, с. 509–511.
- Лозинская Т.А., Ситник Т.Г.*, 1979 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 5, с. 348–352.
- Лозинская Т.А., Ситник Т.Г.*, 1980 — *Астрон. ж.*, т. 57, с. 997–1003.
- Лозинская Т.А., Тутуков А.В.*, 1981 — *Научн. информ. Астросовета АН СССР*, вып. 49, с. 21–31.
- Лозинская Т.А., Клементьева А.Ю., Жуков Г.В., Шенаврин В.И.*, 1975 — *Астрон. ж.*, т. 52, с. 682–691.
- Лозинская Т.А., Ларькина В.В., Путилина Е.В.*, 1983 — *Письма в Астрон. ж.*, т. 9, с. 662–665.
- Лозинская Т.А., Ситник Т.Г., Ломовский А.И.*, 1986 — *Astroph. Space Sci.* (в печати).
- Локхарт и др.*, 1977 — Lokhart I.A., Goss W.M., Caswell J.L., McAdam W.B. — *MNRAS*, v. 179, p. 147–152.
- Ломовский А.И., Клементьева А.Ю.*, 1986 — *Астрон. ж.* (в печати).
- Льюин и др.*, 1979 — Levine A., Petre R., Rappaport S., Smith G.C., Evans K.D., Rolf D. — *Ap. J. Lett.*, v. 228, L99–L104.
- Лэймерс*, 1981 — Lamers H.J.G.L.M. — *Ap. J.*, v. 245, p. 593–608.
- Мазей и др.*, 1983 — Mazeh T., Aguilar L.A., Tricffers R.R., König A., Sparks L.S. — *Ap. J.*, v. 265, p. 235–238.
- Майерс*, 1973 — Myers P. — *Ap. J. Suppl.*, v. 26, p. 83–114.
- Майерс*, 1978 — Myers P. — *Ap. J.*, v. 225, p. 380–389.
- Малина и др.*, 1976 — Malina R., Lampton M., Bowyer S. — *Ap. J.*, v. 207, p. 894–901.
- Мансфилд, Солпитер*, 1974 — Mansfield V.N., Salpeter E.E. — *Ap. J.*, v. 190, p. 305–313.
- Манчанда и др.*, 1982 — Manchanda R.K., Bazzano A., La Padula C.D., Polcaro V.F., Ubertini P. — *Ap. J.*, v. 252, p. 172–178.
- Манчестер, Дурдэйн*, 1983 — Manchester R.N., Durdin J.M. — *IAU Symp. N. 101*, p. 421–427.
- Манчестер и др.*, 1982 — Manchester R.N., Tuohy I.R., D'Amico N. — *Ap. J. Lett.*, v. 262, L31–L33.
- Манчестер и др.*, 1985 — Manchester R.N., Durdin J.M., Newton L.M. — *Nature*, v. 313, p. 374–376.
- Маргон*, 1982 — Margon B. — *Science*, v. 215, p. 247–252.
- Маргон*, 1984 — Margon B. — *Ann Rev. Astron. Astrophys.*, v. 22, p. 507–536.
- Мардин, Кларк*, 1979 — Mordin P., Clark D.H. — *MNRAS*, v. 189, p. 501–506.
- Мардин, Кларк*, 1980 — Mordin P., Clark D.H. — *MNRAS*, v. 190, 65P–68P.

- Мардин, Кларк*, 1981 – Murdin P., Clark D.H. – Nature, v. 294, p. 543–544.
- Мардин и др.*, 1978 – Murdin P., Clark D.H., Culhane J.L. – MNRAS, v. 184, p. 79–84.
- Маркерт и др.*, 1983 – Markert T.H., Canizares C.R., Clark G.W., Winkler P.F. – Ap. J., v. 268, p. 134–144.
- Марсден и др.*, 1984 – Marsden P.L., Gillett I.C., Jennings R.E., Emerson J.P., De Jong T., Olmon F.M. – Ap. J. Lett., v. 278, L29–L32.
- Масевич и др.*, 1975 – Mashevitch A.G., Tutukov A.V., Yungelson I.R. – Astrophys. Space Sci., v. 40, p. 115–133.
- Матвеевский Л.И.*, 1966 – Астрон. ширк., № 360, с. 3–4.
- Матвеевский Л.И.*, 1984 – Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 111–115.
- Матсуи и др.*, 1985 – Matsui Y., Long K.S., Dickel J.R., Greisen I.W. – Ap. J., v. 287, p. 295–306.
- Медер*, 1982 – Maeder A. – Astron. Astrophys., v. 105, p. 149–158.
- Медер*, 1983 – Maeder A. – Astron. Astrophys., v. 120, p. 113–129.
- Медер, Леке*, 1982 – Maeder A., Lequeux J. – Astron. Astrophys., v. 114, p. 409–413.
- Мейсон и др.*, 1979 – Mason K.O., Kahn S.M., Charles P.A., Lampton M.L., Blissett R. – Ap. J. Lett., v. 230, L163–L167.
- Меррил*, 1938 – Merrill P.W. – Publ. Astron. Soc. Pacific, v. 50, p. 350–351.
- Мецгер*, 1978 – Mezger P.G. – Astron. Astrophys., v. 70, p. 565–574.
- Миберн*, 1977 – Meaburn J. – В кн.: Topics in interstellar matter, Astrophys. Space Sci. Library, v. 70, p. 81–88.
- Миберн*, 1979 – Meaburn J. – Observatory, v. 99, p. 176.
- Миберн*, 1980 – Meaburn J. – MNRAS, v. 192, p. 365–375.
- Миберн*, 1981 – Meaburn J. – MNRAS, v. 196, 19P–27P.
- Миддледич, Пеннипекер*, 1985 – Middleditch J., Pennypacker C.R. – Nature, v. 313, p. 659–661.
- Миддледич и др.*, 1983 – Middleditch J., Pennypacker C.R., Burns M.S. – Ap. J. v. 274, p. 313–326.
- Микулашек*, 1969 – Mikulášek Z. – Bull. Astron. Inst. Czechoslov., v. 20, p. 215–222.
- Миллер*, 1974 – Miller J.S. – Ap. J., v. 189, p. 239–248.
- Миллс и др.*, 1984 – Mills B.Y., Turtle A.J., Little A.G., Durdin J.M., Austral. J. Phys., v. 37, p. 321–357.
- Милн*, 1970 – Milne D.K. – Austral. J. Phys., v. 23, p. 425–444.
- Милн*, 1972 – Milne D.K. – Austral. J. Phys., v. 25, p. 307–313.
- Милн*, 1979a – Milne D.K. – Austral. J. Phys. v. 32, p. 83–92.
- Милн*, 1979b – Milne D.K. – Proc. Astron. Soc. Austral., v. 3, p. 341–343.
- Милн*, 1980 – Milne D.K. – Astron. Astrophys., v. 81, p. 293–301.
- Милн, Вилсон*, 1971 – Milne D.K., Wilson T.L. – Astron. Astrophys., v. 10, p. 220–227.
- Милн, Дикел*, 1975 – Milne D.K., Dickel J.R. – Austral. J. Phys., v. 28, p. 209–230.
- Милн и др.*, 1980 – Milne D.K., Caswell J.L., Haynes R.J. – MNRAS, v. 191, p. 469–482.
- Минковский*, 1958 – Minkowski R. – Rev. Modern Phys., v. 30, p. 1048–1051.
- Минковский*, 1959 – Minkowski R. – Radio Astronomy, IAU Symp. N. 9, Paris, p. 315–319.
- Моррисон*, 1985 – Morrison P. – Nature, v. 313, p. 661–662.
- Мортон*, 1967 – Morton D.C. – Ap. J., v. 150, p. 535–542.
- Мoffет*, 1971 – Moffat P.H. – MNRAS, v. 153, p. 401–418.
- Мoffет, Иссерштедт*, 1980 – Moffat A.F.J., Isserstedt J. – Astron. Astrophys., v. 91, p. 147–154.
- Мoffет, Сеггевисс*, 1979a – Moffat A.F.J., Seggewiss W. – Wolf-Rayet Binaries, IAU Symp. N. 88, Toronto, p. 181–185.
- Мoffет, Сеггевисс*, 1979b – Moffat A.F.J., Seggewiss W. – IAU Symp., N. 83, p. 447–458.
- Мoffет, Сеггевисс*, 1979в – Moffat A.F.J., Seggewiss W. – Astron. Astrophys., v. 77, p. 128–140.
- Мoffет и др.*, 1982a – Moffat A.F.J., Lamortagne R., Seggewiss W. – Astron. Astrophys., v. 114, p. 135–146.
- Мoffет и др.*, 1982b – Moffat A.F.J., Firmani C., McLean I.S., Seggewiss W. – IAU Symp. N. 99, p. 577–581.
- Мустель Э.Р.*, 1971 – Астрон. ж., т. 48, с. 665–675.
- Мустель Э.Р.*, 1972 – Астрон. ж., т. 49, с. 15–30.
- Мустель Э.Р.*, 1973 – Астрон. ж., т. 50, с. 1121–1132.

- Мустель Э.Р., Чугай Н.Н., 1975 — *Astrophys. Space Sci.*, v. 32, p. 25–38.
- Мэтьюсон и др., 1980 — Mathewson D.S., Dopita M.A., Tuohy I.R., Ford V.L. — *Ap. J. Lett.*, v. 242, L73–L76.
- Мэтьюсон и др., 1983 — Mathewson D.S., Ford V.L., Dopita M.A., Tuohy I.R., Long K.S., Helfand D.J. — *IAU Symp. N. 101*, p. 541–550.
- Мэтьюсон и др., 1984 — Mathewson D.S., Ford V.L., Dopita M.A., Tuohy I.R., Mills B.Y., Turtle A.J. — *Ap. J. Suppl.*, v. 55, p. 189–211.
- Мэтьюсон и др., 1985 — Mathewson D.S., Ford V.L., Tuohy I.R., Mills B.J., Turtle A.J., Helfand D.J. — *Ap. J. Suppl.*, v. 58, № 2.
- Мюррей и др., 1979 — Murray S.S., Fabiano G., Fabian A.C., Epstein A., Giacconi R. — *Ap. J. Lett.*, v. 234, L69–L72.
- Надёжин Д.К., 1981 — Препринт ИТЭФ, № 1, с. 1–44.
- де Николо, Ниемеда, 1984 — de Nicolau C.C., Niemela V.S. — *Astron. J.*, v. 89, p. 1398–1403.
- де Нойер, 1978 — de Noyer L.K. — *MNRAS*, v. 183, p. 187–193.
- де Нойер, 1979 — de Noyer L.K. — *Ap. J. Lett.*, v. 232, L165–L168.
- де Нойер, 1983 — de Noyer L.K. — *Ap. J.*, v. 264, p. 141–151.
- Номото и др., 1984 — Nomoto K., Thielemann F.K., Wheeler J. — *Ap. J. Lett.*, v. 279, L23–L26.
- Номото, Цурута, 1983 — Nomoto K., Tsuruta S. — *IAU Symp. N. 101*, p. 509–512.
- Ноузел и др., 1981 — Nousek J.A., Cowie L.L., Hu E., Lindblad C.J., Garmire G.P. — *Ap. J.*, v. 248, p. 152–160.
- Нугент и др., 1984 — Nugent J.J., Pravdo S.H., Garmire G.P., Becker R.H., Tuohy I.R., Winkler P.F. — *Ap. J.*, v. 284, p. 612–630.
- Нугис, 1982 — Nugis T. — *IAU Symp. N. 99*, p. 127–130.
- Нэккель, Клар, 1982 — Neckel Th., Clare G. — *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 42, p. 251–281.
- Оденволд, Шиванандан, 1985 — Odenwald S.F., Shivanandan K. — *Ap. J.*, v. 292, p. 460–463.
- Оденволд и др., 1984 — Odenwald S.F., Shivanandan K., Fazio G.G., Rengarajan T.N., McBreen B., Campbell B., Campbell M.F., Moseley H. — *Ap. J.*, v. 279, p. 162–165.
- д'Одориго, Саббадин, 1977 — D'Odorico S., Sabbadin P. — *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 28, p. 439–452.
- д'Одориго и др., 1980 — D'Odorico S., Dopita M.A., Benvenuti P. — *Astron. Astrophys. Suppl.*, v. 40, p. 67–80.
- д'Одориго и др., 1982 — D'Odorico S., Goss W.M., Dopita M.A. — *MNRAS*, v. 198, p. 1059–1064.
- Оорт, 1946 — Oort J.H. — *MNRAS*, v. 106, p. 159–179.
- Оорт, Спитцер, 1955 — Oort J.H., Spitzer L. — *Ap. J.*, v. 121, p. 6–23.
- Пай и др., 1981 — Pye J.P., Pounds K.A., Rolf D.P., Seward F.D., Smith A., Willingale R. — *MNRAS*, v. 194, p. 569–582.
- Панагия и др., 1980 — Panagia N. et al. — *MNRAS*, v. 192, p. 861–888.
- Паркер, 1964 — Parker R.A.R. — *Ap. J.*, v. 139, p. 493–513.
- Паркер, 1978 — Parker R.A.R. — *Ap. J.*, v. 224, p. 873–884.
- Паркер и др., 1979 — Parker R.A.R., Gull T.R., Kischner R.P. — *An emission-line survey of the Milky Way*, Washington, NASA, 1979.
- Пачини, Сальвати, 1973 — Pacini F., Salvati M. — *Ap. J.*, v. 186, p. 249–266.
- Пачини, Сальвати, 1981 — Pacini F., Salvati M. — *Ap. J. Lett.*, v. 245, L107–L108.
- Пашенко М.И., Слыш В.И., 1974 — *Astron. Astrophys.*, v. 35, p. 153–155.
- Пеймберт, 1971 — Peimbert M. — *Ap. J.*, v. 170, p. 261–263.
- Пеймберт, ван ден Берг, 1971 — Peimbert M., Van den Bergh S. — *Ap. J.*, v. 167, p. 223–234.
- Пеймберт, Торрес-Пеймберт, 1977 — Peimbert M., Torres-Peimbert S. — *MNRAS*, v. 179, p. 217–234.
- Пеймберт и др., 1978 — Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J. F. — *Ap. J.*, v. 220, p. 516–524.
- Пекинио, Деннефелд, 1983 — Pequignot D., Dennefeld M. — *Astron. Astrophys.*, v. 120, p. 249–262.
- Перек, Когоутек, 1967 — Perek L., Kohoutek L. — *Catalog of Galactic planetary nebulae*, Prague, Czech. Inst. of Science.
- Перинотто, 1983 — Perinotto M. — *IAU Symp. N. 103*, p. 323–342.
- Петре и др., 1982 — Petre R., Canizares C.R., Kriss G.A., Winkler P.F. — *Ap. J.*, v. 258, p. 22–30.

- Петре и др.*, 1983 — Petre R., Canizares C.R., Winkler P.F., Seward F.D., Willingale R., Rolf D., Woods N. — IAU Symp. N. 101, p. 289–294.
- Пизарски и др.*, 1984 — Pizarski R.L., Helfand D.J., Kahn S.M. — Ap. J., v. 277, p. 710–715.
- Пикельнер С.Б.*, 1954 — Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., т. 12, с. 93–117.
- Пикельнер С.Б.*, 1956 — Астрон. ж., т. 33, с. 785–799.
- Пикельнер С.Б.*, 1961 — Астрон. ж., т. 38, с. 21–27.
- Пикельнер С.Б.*, 1968 — Astrophys. Lett., v. 2, p. 97–99.
- Пикельнер С.Б.*, 1973 — Astrophys. Lett., v. 15, p. 91–96.
- Пикельнер С.Б., Щеглов П.В.*, 1968 — Астрон. ж., т. 45, с. 953–961.
- Пишмиш*, 1974 — Pismis P. — Rev. Mex. Astron. Astrof., v. 1, p. 45–54.
- Пишмиш, Резилла-Крус*, 1979 — Pismis P., Recillas-Cruz E. — Rev. Mex. Astr. Astrof., v. 4, p. 271–276.
- Пишмиш и др.*, 1977 — Pismis P., Recillas-Cruz E., Hasse I. — Rev. Mex. Astron. Astrof., v. 2, p. 209–217.
- Потташ*, 1984 — Pottasch S.R., Baud B., Beintema D., Emerson J., Habing H.J., Harris S., Houck J., Jennings R., Marsden P. — A. Ap., v. 138, p. 10.
- Правдо, Серлемитос*, 1981 — Pravdo S.H., Serlemitsos P.J. — Ap. J., v. 246, p. 484–488.
- Правдо и др.*, 1980 — Pravdo S.H., Smith B.W., Charles P.A., Tuohy I.R. — Ap. J. Lett., v. 235, p. L9–L12.
- Прицен В.Л., Птускин В.С.*, 1981 — Астрон. ж., т. 58, с. 779–789.
- Проник В.И.*, 1963 — Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., т. 30, с. 104–112.
- Псковский Ю.П.*, 1968 — Астрон. ж., т. 45, с. 945–952.
- Псковский Ю.П.*, 1977а — Письма в Астрон. ж., т. 3, с. 403–404.
- Псковский Ю.П.*, 1977б — Астрон. ж., т. 54, с. 1188–1201.
- Псковский Ю.П.*, 1978а — Астрон. ж., т. 55, с. 737–754.
- Псковский Ю.П.*, 1978б — В кн.: Нейтрино — 77. Т. 1. М.: Наука, с. 145–154.
- Псковский Ю.П.*, 1978в — Астрон. ж., т. 55, с. 350–357.
- Псковский Ю.П.*, 1984 — Астрон. ж., т. 61, с. 1125–1136.
- Раймонд*, 1979 — Raymond J.C. — Ap. J. Suppl., v. 39, p. 1–27.
- Раймонд*, 1984 — Raymond J.C. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., v. 22, p. 75–95.
- Раймонд, Смит*, 1977 — Raymond J.C., Smith B.W. — Ap. J. Suppl., v. 35, p. 419–439.
- Раймонд и др.*, 1976 — Raymond J.C., Cox D.P., Smith B.W. — Ap. J., v. 204, p. 290–292.
- Раймонд и др.*, 1980 — Raymond J.C., Davis M., Gull T.R., Parker R.A.R. — Ap. J. Lett., v. 238, L21–L25.
- Раймонд и др.*, 1983 — Raymond J.C., Blair W.P., Fesen R.A., Gull T.R. — Ap. J., v. 275, p. 636–644.
- Райт, Форстер*, 1980 — Wright M.C.H., Forster J.R. — Ap. J., v. 239, p. 873–879.
- Райт и др.*, 1976 — Wright E.L., Fazio G.G., Low F.J. — Ap. J. Lett., v. 208, L87–L89.
- Раннопорт и др.*, 1974 — Rappaport S., Doxsey R., Solinger A., Borken R. — Ap. J., v. 194, p. 329–335.
- Раннопорт и др.*, 1979 — Rappaport S., Petre R., Kayat M., Evans K., Smith G., Levine A. — Ap. J., v. 227, p. 285–290.
- Рейд и др.*, 1982 — Reid P.B., Becker R.H., Long K.S. — Ap. J., v. 261, p. 485–491.
- Райх, Браунсфурт*, 1981 — Reich W., Braunsfurth E. — Astron. Astrophys., v. 99, p. 17–36.
- Райх и др.*, 1979 — Reich W., Berkhuijsen E.M., Sofue J. — Astron. Astrophys., v. 72, p. 270–276.
- Райх и др.*, 1983 — Reich W., Fürst E., Sieber W. — IAU Symp. N. 101, p. 377–380.
- Райх и др.*, 1984 — Reich W., Fürst E., Sofue J. — Astron. Astrophys., v. 133, L4–L7.
- Ренцини*, 1978 — Renzini A. — Mem. Soc. Astr. Ital., v. 49, p. 389–398.
- Рид*, 1981 — Read P.L. — MNRAS, v. 194, p. 863–878.
- Ринолдс*, 1976а — Reynolds R.J. — Ap. J., v. 203, p. 151–158.
- Ринолдс*, 1976б — Reynolds R.J. — Ap. J., v. 206, p. 679–684.
- Ринолдс*, 1985 — Reynolds R.J. — Ap. J., v. 291, p. 152–155.
- Ринолдс, Огден*, 1979 — Reynolds R.J., Ogden P.M. — Ap. J., v. 229, p. 942–953.
- Ринолдс, Огден*, 1982 — Reynolds S.P., Ogden P.M. — Astron. J., v. 87, p. 306–313.
- Ринолдс, Чанан*, 1984 — Reynolds S.P., Chanan G.A. — Ap. J., v. 281, p. 673–681.
- Ринолдс, Шевалье*, 1981 — Reynolds S.P., Chevalier R.A. — Ap. J., v. 245, p. 912–919.
- Ринолдс, Шевалье*, 1984 — Reynolds S.P., Chevalier R.A. — Ap. J., v. 278, p. 630–648.
- ван Рипер*, 1983 — van Riper K.A. — IAU Symp. N. 101, p. 513–516.

- Роджер, Дьюдней, 1982 — Roger R., Deward P. (Eds.) — Regions of recent star formation, Dordrecht: Reidel.
- Розадо, Гонзалес, 1981 — Rosado M., González J. — Rev. Mex. Astron. Astrof., v. 5, p. 93–99.
- Розадо и др., 1983 — Rosado M., Georgelin J.M., Laval A., Monnet G. — IAU Symp. N. 101, p. 567–572.
- Рольфе и др., 1977 — Rohlfs K., Braunsfurth E., Hills D.L. — Astron. Astrophys. Suppl., v. 30, p. 369–373.
- Рудницкий Г.М., 1978 — Астрофиз., т. 55, с. 345–349.
- Ружичка, 1985 — Růžicka M. — Astron. Astrophys., v. 143, p. 59–71.
- Ружичка, Тенорио-Тагле, 1985 — Růžicka M., Tenorio-Tagle G. — Astron. Astrophys., v. 147, p. 202–208; p. 209–219; p. 220–226.
- Руиз, 1981 — Ruiz M.T. — Ap.J., v. 243, p. 814–816.
- Руиз, 1983 — Ruiz M.T. — IAU Symp. N. 101, p. 241–243.
- Саббадин, 1979 — Sabbadin F. — Astron. Astrophys., v. 80, p. 212–217.
- Санделл и др., 1983 — Sandell G., Scalise E., Braz M.N. — A.A., 1983, v. 124, p. 139–142.
- Састри и др., 1981 — Sastry Ch. V., Dwarakanath K.S., Shevgaonkar R.K. — J. Astrophys. Astron., v. 2, p. 339–347.
- Сахибов Ф.Х., Смирнов М.А., 1982 — Письма в Астрофиз., т. 8, с. 281–285.
- Сахибов Ф.Х., Смирнов М.А., 1983 — Астрофиз., т. 60, с. 676–684.
- Свинбанк, 1980 — Swinbank E. — MNRAS, v. 193, p. 451–468.
- Свинбанк, Пулей, 1979 — Swinbank E., Pooley G. — MNRAS, v. 186, p. 775–778.
- Сгро, 1975 — Sgro A.C. — Ap.J., v. 197, p. 621–634.
- Седов Л.И., 1957 — Методы подобия и размерности в механике. — М.: Гостехиздат.
- Седов Л.И., 1981 — Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука.
- Симпозиум MAC № 34, 1960 — IAU Symp. N. 34, Planetary Nebulae, eds. D.E. Osterbrock, C.R. O'Dell; Dordrecht: Reidel.
- Симпозиум MAC № 46, 1971 — IAU Symp. N. 46 — Crab Nebula/Eds. R.D. Davoes, F.G. Smith. Dordrecht: Reidel.
- Симпозиум MAC № 83, 1980 — IAU Symp. N. 83.
- Симпозиум MAC № 99, 1982 — IAU Symp. N. 99.
- Симпозиум MAC № 101, 1983 — IAU Symp. N. 101.
- Симпозиум MAC № 103, 1983 — IAU Symp. N. 103.
- Ситник Т.Г., Торопова М.С., 1982 — Письма в Астрофиз., т. 8, с. 679–684.
- Сковиль и др., 1977 — Scoville N. Z., Irvine W.M., Wannier P.G., Predmore C.R. — Ap.J., v. 216, p. 320–328.
- Слыш В.И., 1975 — Письма в Астрофиз., т. 1, N 8, с. 12–15.
- Слыш и др., 1979 — Slysh V.I., Wilson T.L., Pauls T. — Interstellar Molecules, IAU Symp. N. 87/Ed. B.H. Andrew. Mont-Tremblant, p. 473–478.
- Смит, 1968 — Smith L. — В кн.: Wolf-Rayet Stars. Proc. Symp. Boulder, p. 23–102.
- Смит, 1973 — Smith M.G. — Ap.J., v. 182, p. 111–120.
- Смит, Бачелор, 1970 — Smith L.F., Batchelor R.A. — Austral. J. Phys., v. 23, p. 203–216.
- Смит, Диккел, 1983 — Smith M.D., Dickel J.R. — Ap.J., v. 265, p. 272–280.
- Смит и др., 1985 — Smith L.J., Lloyd C., Walker E.N. — A.A., v. 146, p. 307–316.
- Снайдер и др., 1978 — Snyder W.A., Davidsen A.F., Henry R.C., Shulman S., Fritz G., Friedman H. — Ap.J. Lett., v. 222, L13–L15.
- Сноу, 1982 — Snow Th. P. — Ap.J. Lett., v. 253, L39–L42.
- Сноу, Мортон, 1976 — Snow T.P., Morton D.C. — Ap.J. Suppl., v. 32, p. 429–465.
- Солф, Карсенти, 1982 — Solf J., Carsenti U. — Astron. Astrophys., v. 116, p. 54–59.
- Софье, 1973 — Sofue Y. — Publ. Astr. Soc. Japan, v. 25, p. 207–229.
- Софье, 1976 — Sofue Y. — Astron. Astrophys., v. 48, p. 1–10.
- Софье, 1978 — Sofue Y. — Astron. Astrophys., v. 67, p. 409–420.
- Софье и др., 1974 — Sofue Y., Hamajima K., Fujimoto M. — Publ. Astr. Soc. Japan, v. 26, p. 399–416.
- Софье и др., 1980 — Sofue Y., Fürst E., Hirth W. — Publ. Astr. Soc. Japan, v. 32, p. 1–10.
- Софье и др., 1983 — Sofue Y., Takahara F., Hirabayashi H. — Publ. Astr. Soc. Japan, v. 35, p. 447–453.
- Спитцер, 1968 — Spitzer L.Jr — Diffuse matter in Space. — New York/: Interscience Publ.
- Спитцер, 1981 — Физические процессы в межзвездной среде. — М.: Мир.

- Спулстра, 1972 — Spoelstra T.A.T. — *Astron. Astrophys.*, v. 21, p. 61–84.
- Стейгман и др., 1975 — Steigman G., Strittmatter P.A., Williams R.E. — *Ap.J.*, v. 198, p. 575–582.
- Стефенсон и др., 1977 — Stephenson F.R., Clark D.H., Crawford D.F. — *MNRAS*, v. 180, p. 567–584.
- Стром, Саттон, 1975 — Strom R.G., Sutton J. — *Astron. Astrophys.*, v. 42, p. 299–302.
- Стром и др., 1982 — Strom R.G., Goss W.M., Shaver P.A. — *MNRAS*, v. 200, p. 473–487.
- Стром и др., 1984 — Strom R.G., Anderhofer P.I., Dickel J.R. — *Astron. Astrophys.*, v. 139, p. 43–45.
- Стюарт и др., 1983 — Stewart G.C., Fabian A.C., Seward F.D. — *IAU Symp.* N. 101, p. 59–64.
- Сучков А.А., Шекинов Ю.А., 1984 — Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 35–41.
- Сьюард, 1983 — Seward F.D. — *IAU Symp.* N. 101, p. 405–416.
- Сьюард, Харнден, 1984 — Seward F.D., Harnden F.R. — *Ap.J. Lett.*, v. 287, L19–L22.
- Сьюард, Хлебовски, 1982 — Seward F.D., Chlebowski T. — *Ap.J.*, v. 256, p. 530–542.
- Сьюард и др., 1983a — Seward F., Gorenstein P., Tucker W. — *Ap.J.*, v. 266, p. 287–297.
- Сьюард и др., 1983b — Seward F.D., Harnden F.R., Murrin P., Clark D.H. — *Ap.J.*, v. 267, p. 698–710.
- Талент, Дюфур, 1979 — Talent D.L., Dufour R.J. — *Ap. J.*, v. 233, p. 888–905.
- Тамман, 1974 — Tamman G.A. — *Supernovae and supernova remnants*. — Dordrecht: Reidel, p. 155–185.
- Тамман, 1977 — Tamman G.A. — In: *Supernovae (Astron. Space Sci. Lib. N. 66)* 3ed, D.N. Schramm, Dordrecht: Reidel, p. 95–116.
- Тамман, 1978 — Tamman G.A. — *Mem. Soc. Astron. Ital.*, v. 49, p. 315–329.
- Тамман, 1982 — Tamman G.A. — In: *Supernovae*, p. 371–403.
- Таффс, 1983 — Tuffs R.J. — *IAU Symp.* N. 101, p. 49–54.
- Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии. М., 1979.
- Тезисы докладов XV Всесоюзной конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии. Харьков, Изд. ИРЭ АН УССР, 1983.
- Тенорио-Тегле, 1981 — Tenorio-Tagle G. — *Astron. Astrophys.*, v. 94, p. 338–344.
- Тенорио-Тегле и др., 1982 — Tenorio-Tagle G., Beltramini M., Bodenheimer P., York H.W. — *Astron. Astrophys.*, v. 112, p. 104–110.
- Теске, Киршнер, 1985 — Teske R.G., Kirshner R.P. — *Ap. J.*, v. 292, p. 22–28.
- Тинсли, 1975 — Tinsley B.M. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, v. 87, p. 837–848.
- Тинсли, 1977 — Tinsley B.M. — В кн.: *Supernovae*/Ed. D.N. Schramm, Dordrecht: Reidel, p. 117–129.
- Тинсли, 1979 — Tinsley B.M. — *Ap. J.*, v. 229, p. 1046–1056.
- Томисака и др., 1981 — Tomisaka K., Habe A., Ikeuchi S. — *Astrophys. Space Sci.*, v. 78, p. 273–285.
- Трефферс, 1981 — Treffers R.R. — *Ap. J.*, v. 250, p. 213–215.
- Трефферс, Чу, 1982 — Treffers R.R., Chu You-Hua. — *Ap. J.*, v. 254, p. 569–577.
- Тримбл, 1982 — Trimble V. — *Rev. Modern Phys.*, v. 54, p. 1183–1224.
- Тримбл, 1983 — Trimble V. — *Rev. Modern Phys.*, v. 55, p. 511–563.
- Тримбл, 1984 — Trimble V. — *J. Astroph. Astr.*, v. 5, p. 389–402.
- Туохи, Допита, 1983 — Tuohy I.R., Dopita M.A. — *Ap. J. Lett.*, v. 268, L7–L10.
- Туохи и др., 1979a — Tuohy I.R., Nugent J.J., Garmire G.P., Clark D.H. — *Nature*, v. 279, N. 5709, p. 139–140.
- Туохи и др., 1979b — Tuohy I.R., Clark D.H., Garmire G.P. — *MNRAS*, v. 189, 59P–63P.
- Туохи и др., 1979в — Tuohy I.R., Nousek J.A., Garmire G.P. — *Ap. J.*, v. 234, p. 101–105.
- Туохи и др., 1979г — Tuohy I.R., Mason K.O., Clark D.H., Corlova F., Charles P.A., Walter F.M., Garmire G.P. — *Ap. J. Lett.*, v. 230, L27–L31.
- Туохи и др., 1982 — Tuohy I.R., Clark D.H., Burton W.M. — *Ap. J. Lett.*, v. 260, L65–L68.
- Туохи и др., 1983a — Tuohy I.R., Garmire G.P., Manchester R.N., Dopita M.A. — *Ap. J.*, v. 268, p. 778–781.
- Туохи и др., 1983b — Tuohy I.R., Dopita M.A., Mathewson D.S., Long K.S., Helfand D.J. — *IAU Symp.* N. 101, p. 559–565.
- Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., 1973 — Научн. информ. Астросовета АН СССР, т. 27, с. 58–69; с. 70–85.

- Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., 1983 – Письма в Астрон. ж., т. 9, с. 230–234.
- Гурр, 1980 – Gurr A., Astron. Astrophys., v. 85, p. 184–190.
- Тэйлор, Мюнч, 1978 – Taylor K., Münch G., – Astron. Astrophys., v. 70, p. 359–366.
- Уайт, Лонг, 1983 – White R.L., Long K.S. – Ap. J., v. 264, p. 196–205.
- Уайтте и др., 1979 – Whittet D.C.B., Somerville W.B., McNally D., Blades J.C. – MNRAS, v. 189, p. 519–525.
- Удальцов В.А., Пыжарь А.В., Глушак А.И., 1978 – УНФ, т. 124, с. 725–728.
- Уивер, 1979 – Weaver H., – IAU Symp. N. 84, Large scale characteristics of the Galaxy./Ed. W.B. Burton, Dordrecht: Reidel, p. 295–298.
- Уивер и др., 1977 – Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., More R., – Ap. J., v. 218, p. 377–395.
- Уилер, 1978 – Wheeler J.G., – Mem. Soc. Astron. Ital., v. 49, p. 349–374.
- Уилер, Баш, 1977 – Wheeler J.G., Bash F.N., – Nature, v. 268, p. 706–707.
- Уилер, Левро, 1985 – Wheeler J.G., Leveault R., – Ap. J. Lett., v. 296, L17–L20.
- Уинклер, Кишнер, 1985 – Winkler P.F., Kirshner R.P., – Ap. J., v. 299, p. 981–986.
- Уинклер и др., 1979 – Winkler P.F., Hearn D.R., Richardson J.A., Behnen J.M., – Ap. J. Lett., v. 299, L123–L128.
- Уинклер и др., 1981 – Winkler P.F., Canizares C.R., Clark G.W., Markert T.H., Petre R., – Ap. J., v. 245, p. 574–580.
- Уинклер и др., 1983 – Winkler P.F., Canizares C.R., Bromley B.C., – IAU Symp. N. 101, p. 245–252.
- Улмер и др., 1980 – Ulmer M., Crane D., Brown R.L., Van der Hucht J.M., – Nature, v. 285, p. 151–152.
- Утробин В.П., 1978 – Astrophys. Space Sci., v. 55, p. 441–457.
- Фабиан, 1985 – Fabian A.C., – Nature, v. 314, p. 130–131.
- Фабиан, Стюарт, 1983 – Fabian A.C., Stewart G.C., – MNRAS, v. 202, p. 697–701.
- Фабиан и др., 1980 – Fabian A.C., Willingale R., Pye J.P., Murray S.S., Fabbiano G., – MNRAS, v. 193, p. 175–188.
- Фаббиано и др., 1980 – Fabbiano G., Doxey R.E., Griffiths R.E., Johnston M.D., – Ap. J. Lett., v. 235, L163–L166.
- Фалле, 1975а – Falle S.A.E.G., – MNRAS, v. 172, p. 55–84.
- Фалле, 1975в – Falle S.A.E.G., – Astron. Astrophys., v. 43, p. 323–336.
- Фалле, 1981 – Falle S.A.E.G., – MNRAS, v. 195, p. 1011–1028.
- Фалман и Грегори, 1983 – Fahlman G.G., Gregory P.C., – IAU Symp. N. 101, p. 445–454.
- Федоренко В.Н., 1961 – Астрон. ж., т. 58, с. 790–795.
- Федоренко В.Н., 1984 – Письма в Астрон. ж., т. 10, с. 214–218.
- Фезен, 1983 – Fesen R.A., – Ap. J. Lett., v. 270, L53–L58.
- Фезен, 1984 – Fesen R.A., – Ap. J., v. 281, p. 658–664.
- Фезен, 1985 – Fesen R.A., The Crab Nebula and related SNR's/Eds. M. Kafatos, R.B.C. Henry, Cambridge: University Press.
- Фезен, Галл, 1983 – Fesen R.A., Gull T.R., – Publ. Astr. Soc. Pacific, v. 95, p. 196–200.
- Фезен, Галл, 1985 – Fesen R.A., Gull T.R., – Astrophys. Lett., v. 24, p. 197–204.
- Фезен, Ито, 1985 – Fesen R.A., Itoh H., – Ap. J., v. 295, p. 43–50.
- Фезен, Кишнер, 1980 – Fesen R.A., Kirshner R.P., – Ap. J., v. 242, p. 1023–1040.
- Фезен, Кишнер, 1982 – Fesen R.A., Kirshner R.P., – Ap. J., v. 258, p. 1–10.
- Фезен и др., 1981 – Fesen R.A., Blair W.R., Kirshner R.P., – Ap. J., v. 262, p. 171–188.
- Фезен и др., 1985 – Fesen R.A., Blair W.P., Kirshner R.P., – Ap. J., v. 292, p. 29–48.
- Фейли, Панагия, 1982 – Felli M., Panagia N., – Ap. J., v. 262, p. 650–656.
- Фейли, Перинотто, 1979 – Felli M., Perinotto M., – Astron. Astrophys., v. 76, p. 69–74.
- Фесенков В.Г., Казачевский В.М., Туленкова Л.Н., 1954 – Астрон. ж., т. 31, с. 224–230.
- Филиппенко, Саргент, 1985 – Filippenko A.V., Sargent W.L.W., – Nature, v. 316, p. 407–411.
- Филлипс, Гондхалекар, 1983 – Phillips A.P., Gondhalekar P.M., – MNRAS, v. 202, p. 483–494.
- Фирмани и др., 1980 – Firmani C., Koenigsberger G., Bissacchi G., Moffat A.F.J., Issers- tedt J., – Ap. J., v. 239, p. 607–621.
- Франссон, 1984 – Fransson C., – Astron. Astrophys., v. 133, p. 264–284.

- Франссон и др.*, 1984 — Fransson C., Benvenuti P., Gordon C., Hempe K., Palumbo G.G.C., Panagia N., Reimers D., Wamsteker W. — *Astron. Astrophys.*, v. 132, p. 1—10.
- Фюрст и др.*, 1985 — Furst E., Reich P., Sofue Y., Handa T. — *Nature*, v. 314, p. 720—721.
- Хабб и др.*, 1981 — Habe A., Ikeuchi S., Tanaka Y.D. — *Publ. Astr. Soc. Japan*, v. 33, p. 23—45.
- Хаббер и др.*, 1979 — Huber M.C.E., Nussbaumer H., Smith L., Willis A.J., Wilson R. — *Nature*, v. 278, p. 697—700.
- Хайакава и др.*, 1977 — Hayakawa S., Kato T., Nagase F., Tanaka Y., Yamashita K., Murakami T. — *Ap. J. Lett.*, v. 213, L109—L113.
- Хайакава и др.*, 1978 — Hayakawa S., Kato T., Nagase F., Yamashita K., Tanaka Y. — *Astron. Astrophys.*, v. 62, p. 21—28.
- Халиуллин А.Х., Черепашук А.М.*, 1982 — В кн.: *Астрономия/Итоги науки и техники*/ т. 21, М.: ВИНТИ, с. 5—22.
- Хамеури и др.*, 1983 — Hameury J.M., Boclet D., Durouehoux Ph., Cline T.L., Paciesas W.S., Tegarden B.J., Tueller J., Haymes R.C. — *Ap. J.*, v. 270, p. 144—149.
- Харнден*, 1983 — Harnden F.R. — *IAU Symp.* N. 101, p. 131—138.
- Харнден, Ськард*, 1984 — Harnden F.R., Seward F.D. — *Bull. Amer. Astr. Soc.*, v. 16, p. 542.
- ван ден Хевел*, 1975 — Van den Heuvel E.P.J. — *Ap. J. Lett.*, v. 196, L121—L123.
- ван ден Хевел*, 1976 — Van den Heuvel E.P.J. — В кн.: *Structure and evolution of close binary systems*, IAU Symp. N. 73/Eds. P. Eggleton, P.C. Mitton, J.H. Whelan, p. 35—61.
- Хейлес*, 1979 — Heiles C. — *Ap. J.*, v. 229, p. 533—544.
- Хейлес*, 1984 — Heiles C. — *Ap. J. Suppl. Ser.*, v. 55, p. 585—595.
- Хейлес и др.*, 1980 — Heiles C., Chu You-Hua, Reynolds R.F., Yegingil I., Troland T.H. — *Ap. J.*, v. 242, p. 533—540.
- Хейлес и др.*, 1981 — Heiles C., Chu Y.-H., Troland T.H. — *Ap. J. Lett.*, v. 247, L77—L80.
- Хеккаторн и др.*, 1982 — Heckathorn J.N., Bruhweiler F.C., Gull T.R. — *Ap. J.*, v. 252, p. 230—238.
- Хелфанд*, 1983 — Helfand D.J. — *IAU Symp.* N. 101, p. 471—486.
- Хелфанд, Бэккер*, 1984 — Helfand D.J., Becker R.H. — *Nature*, v. 307, p. 215—221.
- Хелфанд, Бэккер*, 1985 — Helfand D.J., Becker R.H. — *Nature*, v. 313, p. 118—119.
- Хелфанд и др.*, 1980 — Helfand D.J., Chanan G.A., Novick R. — *Nature*, v. 283, p. 337—343.
- Хенбест*, 1980 — Henbest S.N. — *MNRAS*, v. 190, p. 833—852.
- Хессер, ван ден Берг*, 1981 — Hesser J.E., Van den Bergh S. — *Ap. J.*, v. 251, p. 549—551.
- Хестер и др.*, 1983 — Hester J.J., Parker R.A.R., Dufour R.J. — *Ap. J.*, v. 273, p. 219—242.
- Хиарн и др.*, 1980 — Hearn D.R., Larsen S.E., Richardson J.A. — *Ap. J. Lett.*, v. 235, L67—L69.
- Хиггс и др.*, 1977 — Higgs L.A., Landecker T.L., Roger R.S. — *Astron. J.*, v. 82, p. 718—724.
- Хиггс и др.*, 1983 — Higgs L.A., Landecker T.L., Seward F.D. — *IAU Symp.* N. 101, p. 281—286.
- Хидайят и др.*, 1984 — Hidayat B., Admiranto A.G., Van den Hucht K.A. — *Astrophys. Space Sci.*, v. 99, p. 175—190.
- Хилл*, 1974 — Hill I.E. — *MNRAS*, v. 169, p. 59—69.
- Хип*, 1982 — Heap S.R. — *IAU Symp.* N. 99, p. 423—445.
- Хип*, 1983 — Heap S.R. — *IAU Symp.* N. 103, p. 375—390.
- Холт*, 1983 — Holt S.S. — *IAU Symp.* N. 101, p. 17—28.
- Хромов Г.С.*, 1985 — Планетарные туманности. — М.: Наука.
- Худжес и др.*, 1984a — Hughes J.P., Helfand D.J., Kahn S.M. — *Ap. J. Lett.*, v. 281, L25—L28.
- Худжес и др.*, 1984b — Hughes J.P., Harten R.H., Costain C.H., Nelson L.A., Viner M.R. — *Ap. J.*, v. 283, p. 147—153.
- ван ден Хухт и др.*, 1981 — Van den Hucht K.A., Conti P.S., Lundström L., Stenholm B. — *Space Sci. Rev.*, v. 3, p. 227—382.
- ван ден Хухт и др.*, 1984 — Van den Hucht K.A. — *IAU Symp.* N. 105, p. 273.
- ван ден Хухт и др.*, 1985 — Van den Hucht K.A., Jurriens T.A., Olton F.M., Thé P.S., Wesselius R.P., Williams P.M. — *Astron. Astrophys.*, v. 145, L13—L16.
- Хэмфрис*, 1978 — Humphreys R.M. — *Ap. J. Suppl. Ser.*, v. 38, p. 309—350.
- Хэнбери Браун и др.*, 1960 — Hanbury Brown R., Davies R., Hazard C. — *Observatory*, v. 80, p. 191—198.
- Цветков Д.Ю.*, 1983 — *Астрон. ж.*, т. 60, с. 37—39.
- Цветков Д.Ю.*, 1986a — *Переменные звезды*, т. 22, с. 279—301.
- Цветков Д.Ю.*, 1986b — *Астрон. ж.*, т. 63 (в печати).

- Чанан и др., 1984 – Chanan G.A., Helfand D.J., Reynolds S.P. – Ap. J. Lett., v. 287, L23–L26.
- Чанот, Сиван, 1983 – Chanot A., Sivan J.P. – Astron. Astrophys., v. 121, p. 19–25.
- Чарлес и др., 1985 – Charles P.A., Kahn S.M., Mc Kee C.F. – Ap. J., v. 295, p. 456–462.
- Черепашук А.М., 1982 – Astrophys. Space Sci., v. 86, p. 299–319.
- Черепашук А.М., Асланов А.А., 1984 – Astrophys. Space Sci., v. 102, p. 97–122.
- Чииз, Лазарефф, 1981 – Chieze J.P., Lazareff B. – Astron. Astrophys., v. 95, p. 194–198.
- Чиози, 1981 – Chiosi C. – Astron. Astrophys., v. 93, p. 163–170.
- Чу, 1981 – Chu You-Hua – Ap. J., v. 249, p. 195–200.
- Чу, 1983 – Chu You-Hua – Ap. J., v. 269, p. 202–211.
- Чу, Трефферс, 1981а – Chu You-Hua, Treffers R.R. – Ap. J., v. 249, p. 586–591.
- Чу, Трефферс, 1981б – Chu You-Hua, Treffers R.R. – Ap. J., v. 250, p. 615–620.
- Чу и др. 1983 – Chu You-Hua, Treffers R.R., Kwitter K.B. – Ap. J. Suppl. Ser., v. 53, p. 937–944.
- Чугай Н.Н., 1982 – Астрон.ж., т. 59, с. 1134–1145.
- Шавер, 1982 – Shaver P.A. – Astron. Astrophys., v. 105, p. 306–312.
- Шавер и др., 1985 – Shaver P.A., Salter C.J., Patnaik A.R., van Gorkon J.H., Hunt G.C. – Nature, v. 313, p. 113–115.
- Шаниро, Муур, 1976 – Shapiro P.R., Moore R.T. – Ap. J., v. 207, p. 460–483.
- Шаниро, Филд, 1976 – Shapiro P.R., Field G.B. – Ap. J., v. 205, p. 762–765.
- Шарплесс, 1959 – Sharpless S. – Ap. J. Suppl. Ser., v. 4, p. 257–279.
- Шварц и др., 1980 – Schwarz U.J., Arnal E.M., Goss W.M. – MNRAS, v. 192, 67P–71P.
- Швейцер, Ласкер, 1978 – Schweizer F., Lasker B.M. – Ap. J., v. 226, p. 167–171.
- Шевалье, 1974 – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 188, p. 501–516.
- Шевалье, 1976 – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 208 – p. 826–828.
- Шевалье, 1977а – Chevalier R. – В кн.: Supernovae/Ed. D.N. Schramm, Dordrecht: Reidel, p. 53–61.
- Шевалье, 1977б – Chevalier R.A. – Nature, v. 266, p. 701–702.
- Шевалье, 1981 – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 251, p. 259–265.
- Шевалье, 1982а – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 259, p. 302–310.
- Шевалье, 1982б – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 258, p. 790–797.
- Шевалье, 1984а – Chevalier R.A. – В кн.: 11 Texas Symp. on relativistic astrophysics. (Annals of the New York academy of Sciences), p. 215–232.
- Шевалье, 1984б – Chevalier R.A. – Ap. J., v. 280, p. 797–801.
- Шевалье, 1984в – Chevalier R.A. – Ap. J. Lett., v. 285, L63–L63.
- Шевалье, Кишнер, 1978 – Chevalier R.A., Kirshner R.P. – Ap. J., v. 219, p. 931–941.
- Шевалье, Кишнер, 1979 – Chevalier R.A., Kirshner R.P. – Ap. J., v. 233, p. 154–162.
- Шевалье, Оегерл, 1979 – Chevalier R.A., Oegerle W.R. – Ap. J., v. 227, p. 398–406.
- Шевалье, Раймонд, 1978 – Chevalier R.A., Raymond J.C. – Ap. J. Lett., v. 225, L27–L30.
- Шевалье и др., 1976 – Chevalier R.A., Robertson J.W., Scott J.S. – Ap. J., v. 207, p. 450–459.
- Шевалье и др., 1980 – Chevalier R.A., Kirshner R.P., Raymond J.C. – Ap. J., v. 235, p. 186–195.
- Ширки, 1978 – Shirkey R.C. – Ap. J., v. 224, p. 477–487.
- Шкловский И.С., 1953 – Докл. АН СССР, т. 90, с. 983–986.
- Шкловский И.С., 1960а – Астрон.ж., т. 37, с. 369–380.
- Шкловский И.С., 1960б – Астрон.ж., т. 37, с. 256–264.
- Шкловский И.С., 1962 – Астрон.ж., т. 39, с. 209–215.
- Шкловский И.С., 1976а – Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы. – М.: Наука. – 440 с.
- Шкловский И.С., 1976 – Письма в Астрон.ж., т. 2, с. 244–247.
- Шкловский И.С., 1978 – Астрон.ж., т. 55, с. 726–736.
- Шкловский И.С., 1979 – Nature, v. 279, p. 703.
- Шкловский И.С., 1980а – Publ. Astron. Soc. Pacific, v. 92, N. 546, p. 125–126.
- Шкловский И.С., 1980б – Астрон. ж., т. 57, с. 673–676.
- Шкловский И.С., 1981а – Письма в Астрон.ж., т. 7, с. 479–481.
- Шкловский И.С., 1981б – Астрон.ж., т. 58, с. 554–560.
- Шкловский И.С., 1983 – Письма в Астрон.ж., т. 9, с. 474–477.
- Шкловский И.С., 1984 – Adv. Space Rev., v. 3, p. 241–243.

- Шкловский, Шеффер, 1971 – Nature, v. 231, p. 173–174.
- Шмидт, 1965 – Schmidt M. – В кн.: Stars and stellar systems v. 5/Ed. A. Blaauw, M. Schmidt. – Chicago: Univ. of Chicago Press, p. 513–530.
- Шмидт, Ангел, 1979 – Schmidt G.D., Angel J.R.P. – Ap. J., v. 227, p. 106–113.
- Шнепс, Райт, 1980 – Schneps M.N., Wright E.L. – Sky and Telescope, v. 59, p. 195–199.
- Шнепс и др., 1981 – Schneps M.N., Haschick A.D., Wright E.L. – Barrett A.H. – Ap. J., v. 243, p. 184–196.
- Шноппер и др., 1982 – Schnopper H.W., Delvaile J.P., Rocchia R., Blondel C., Cheron C. et al. – Ap. J., v. 253, p. 131–135.
- Шрамеж и др., 1980 – Sramek R., Van der Hulst J.M., Weiler K.W. – IAU Circ. № 3557.
- Шрамеж и др., 1984 – Sramek R.A., Panagia N., Weiler K.W. – Ap. J. Lett., v. 285, L59–L62.
- Шулл, 1980 – Shull J.M. – Ap. J., v. 237, p. 769–780.
- Шулл, 1981 – Shull J.M. – Ap. J. Suppl. Ser., v. 46, p. 27–40.
- Шулл, 1982 – Shull J.M. – Ap. J., v. 262, p. 308–314.
- Шулл, 1983 – Shull P. – Ap. J., v. 269, p. 218–228.
- Шулл, Мак Ки, 1979 – Shull J.M., McKee C.F. – Ap. J., v. 227, p. 131–149.
- Шулл и др., 1982 – Shull P., Parker R.A.R., Gull T.R., Dufour R.J. – Ap. J., v. 253, p. 682–695.
- Шулл и др., 1984 – Shull P., Carsenty U., Sarcander M., Neckel Th. – Ap. J. Lett., v. 285, L75–L78.
- Щеголов П.В., 1963 – Астрон. ширк., № 266, с. 2–3.
- Щеголов П.В., 1966 – Астрон. ширк., № 395, с. 2–4.
- Эллиот, 1970 – Elliott K.H. – Nature, v. 226, p. 1236.
- Эллиот, 1978 – Elliott K.H. – Mem. Soc. Astron. Ital., v. 49, p. 477–480.
- Эллиот, 1979 – Elliott K.H. – MNRAS, v. 186, p. 9–13.
- Эллиот, Малин, 1979 – Elliott K.H., Malin D.F. – MNRAS, v. 186, 45p–50p.
- Эллиот, Миберн, 1975a – Elliott K.H., Meaburn J. – MNRAS, v. 170, p. 237–239.
- Эллиот, Миберн, 1975b – Elliott K.H., Meaburn J. – MNRAS, v. 172, p. 427–431.
- Эллиот и др., 1976 – Elliott K.H., Goudis C., Meaburn J. – MNRAS, v. 175, p. 605–611.
- Эллиот и др., 1978 – Elliott K.H., Meaburn J., Terrett D.L. – MNRAS, v. 184, p. 527–535.
- Элмигрин, 1976 – Elmegreen B.G. – Ap. J. v. 205, p. 405–418.
- Эмлер, Тинсли, 1979 – Oemler A., Tinsley B.M. – Astron. J., v. 84, p. 985–992.
- Эндрос и др., 1983 – Andrews M.D., Basart J.P., Lamb R.C., Becker R.H. – Ap. J., v. 266, p. 684–688.
- Эпик, 1953 – Opik E.J. – Irish Astr. J., v. 2, p. 219–233.
- Эрикссон, Магонеи, 1985 – Erickson W.C., Mahoney M.J. – Ap. J., v. 290, p. 596–601.
- Яковлев Д.Г., Урпин В.А., 1981 – Письма в Астрон. ж., т. 7, с. 157–162.

ДОБАВЛЕНИЕ К КОРРЕКТУРЕ

- Бартунов О.С., Цветков Д.Ю., 1986 – Astrophys. Space Sci. (in press).
- Берхьюзен, 1986 – Berkhuijsen E.M. – Astron. Astrophys. (in press).
- Вилсон, 1986 – Wilson A.S. – Astrophys. J., v. 302, p. 718–726.
- Гамильтон и др., 1985 – Hamilton A.J. et al. – Astrophys. J. Lett., v. 297, p. L5–L10.
- Каан и др., 1985 – Kahn S.M. et al. – Astrophys. J., v. 299, p. 821–827.
- Лозинская Т.А., 1986 – Астрон. ж., т. 63, № 5 (в печати).
- Панагия, 1985 – Panagia N. – Space Telescope Science Institute, preprint № 83.
- Панагия и др., 1986 – Panagia N. et al. – Astrophys. J. Letters (in press).
- Райх и др., 1985 – Reich W. et al. – Astron. Astrophys., v. 151, p. L10–L12.
- Фюрст, Райх, 1986 – Fürst E., Reich W. – Astron. Astrophys. (in press).
- Харнден и др., 1985 – Harnden F.R. et al. – Astrophys. J., v. 299, p. 828–838.
- Чугай Н.Н., 1985 – Письма в Астрон. ж., т. 11, с. 357–361.
- Чугай Н.Н., 1986 – Письма в Астрон. ж., т. 12, № 6 (в печати).

УКАЗАТЕЛЬ ОБЪЕКТОВ

Остатки "исторических" сверхновых

- СН 1006: 23, 36–41, 57, 78, 80, 82, 84, 119, 132, 176, 177
Крабовидная тум. (СН 1054): 23, 42–52, 55–58, 73, 76–77, 80, 84, 117–119, 149–150, 152, 158–159, 163, 164, 167, 168, 171
3С 58 (СН 1181): 23, 52–58, 78, 80, 117–119, 150–151, 158, 171
СН 1408: 162
СН Тихо Браге (СН 1572): 23, 26–32, 38–41, 57, 65, 78, 80, 84, 119, 122, 132–133, 147, 150, 152, 155, 176–177
СН Кеплера (СН 1604): 23, 32–36, 38–41, 57, 78, 80, 119, 124, 175–176
Кассиопея А: 19, 23, 25, 27, 54, 57, 59–67, 70–71, 78, 80, 83–84, 118–119, 121–122, 131, 147, 149, 150–151, 153–154, 176, 180, 188

Галактические остатки СН

- Корма А (G 260.4–3.4): 69, 105–106, 108, 116, 118, 120, 123, 129–130, 132, 156
Паруса XYZ (G 263.9–3.3): 76–77, 80–81, 86, 105, 108, 115–118, 129, 132, 152, 156, 159, 161–162, 168, 174–175
Петля Волка (G 330.0+15.0): 37, 108, 114
Петля Единорога (G 205.6 – 0.1): 80, 107, 112
Петля Лебедя (NGC 6960, 6992–5): 86–91, 108, 115–118, 126, 128–130, 132–133, 149, 151, 153
Петли I, II, III, IV: 109, 147, 174–175, 183–188, 270
Северный полярный отрог (Петля I): 109, 147, 183, 185–187
Симеиз 147 (G 180.3–1.7): 86, 107, 111–112, 115, 117, 151, 278
СТВ 1 (G 116.9 + 0.2): 108, 113, 151
СТВ 80 (G 68.9 + 2.8): 78, 80, 118, 156, 159–160, 162, 174–175
СТВ (G 109.2–1.0): 79, 117
НВ 3 (G 132.7+1.3): 107, 110, 115, 151, 278
НВ 9 (G 160.4+2.8): 86, 107, 110, 115, 132, 151
НВ 21 (G 89.0+4.7): 86, 108, 112–113, 115
IC 443 (G 189.0+3.0): 80, 86, 91–96, 107, 115–116, 118, 125–126, 129–132, 142, 153, 175, 247, 278
MSH 15–52 (RCW 89, G 320.4–1.1): 76–77, 81, 103–105, 107, 108, 118, 161, 163
ОА 184 (Sh 223): 107, 110, 151
RCW 86 (MSH 14–63, 315.4–2.3): 78, 113–114, 118
RCW 103 (G 332.4–0.4): 78–81, 109, 113, 161
VRO 42.05.01 (G 166.3+2.5): 107, 110–111, 142
W 28 (G 6.5–0.1): 78–79, 80, 86, 97–99, 107, 115, 147, 160, 162–163, 174–175, 278
W 44 (G 34.6–0.5): 108, 114, 160, 278
W 49B (G 43.3–0.2): 151
W 50 (G 39.7–2.0): 79, 100–102, 117, 160, 163
3С 391 (G 31.9+0.0): 151
G 5.3–1.0 (Milne 56): 163
G 5.3–1.1: 158
G 18.95–1.1: 163

G 21.5–0.9: 118, 156, 158, 171
 G 22.7–0.2: 78
 G 24.7+0.6: 158
 G 27.4+0.0: 78, 158
 G 27.8+0.6: 158
 G 29.7–0.3: 118, 160, 171
 G 41.1–0.3 (3C 397): 151
 G 54.09+0.24: 190
 G 65.2+5.7 (S 91 + S 94): 108
 G 70.68+1.20: 190
 G 74.9+1.2 (CTB 87): 118, 158, 171
 G 78.2+2.1: 96–97, 108
 G 82.7+5.4 (W 63): 109
 G 127.1+0.5: 78–79
 G 205.5+0.2: 151
 G 287.8–0.5 (η Car): 109, 269
 G 290.1–0.8 (MSH 11–61A): 109, 114
 G 291.0–0.1 (MSH 11–62): 118
 G 292.0+1.8 (MSH 11–54): 67–68
 G 296.5+9.7 (PKS 1209–52): 78–79
 G 326.3–1.8 (MSH 15–56): 156, 161, 174–175
 G 327.4+0.4: 161
 G 328.4+0.2 (MSH 15–57): 158
 G 342.01+0.25: 278
 G 350.0–1.8: 78
 G 357.7–0.1: 163

СН и остатки СН в Магеллановых Облаках: 10, 40–41, 70, 80, 86, 147–148, 150, 174 175, 188–189
 0540–69.3: 43, 58–59, 69–71, 76–77, 84, 117, 168
 0548–70.4: 40–41
 0505–67.9: 40–41
 0500–67.5: 40–41
 0519–69.0: 40–41
 № 49 и № 69 в БМО: 118
 IE 0102.2–7219: 68–69

СН и остатки СН в других галактиках

остаток в NGC 4449: 23, 69
 – в М 31: 7, 10–11, 86, 150, 174–175
 – в М 33: 10, 86, 150, 174–175
 – в М 83: 24–25

Звезды WR с кольцевыми туманностями

209 ВАС – М1–67: 216–218, 220–222, 225, 231, 234
 HD 50896 – Sh 308: 220–224, 231, 234–235
 HD 56925 – NGC 2359: 214–216, 220–223, 235
 HD 89358 – NGC 3199: 220–223, 235
 HD 92740 – NGC 3372: 220–221

HD 92809: 220–221
 HD 96548 – RCW 58: 220–223, 231, 234–235
 HD 115473: 220–221, 231, 234
 HD 113904: 220–221
 HD 117688 – RCW 78: 220–221, 231, 234
 HD 147419 – RCW 104: 220–221
 HD 157504 – NGC 6357: 220–221
 HD 168206 – в Sh 54: 220–221
 HD 187282: 220–221, 231, 234
 HD 191765 – в Sh 109: 220–221, 222, 231
 HD 192163 – NGC 6888: 209, 211–214, 220–225, 231, 234–235, 247
 HD 211564 – в Sh 132: 220–221
 HD 211853 – в Sh 132: 220–221
 WR ring в БМО: 222
 WR ring в галактиках Местной группы: 222

Звезды Of с кольцевыми туманностями

BD +60°2522 – NGC 7635: 239, 242–243, 246
 HD 11570 – IC 1805 (Sh 190): 238
 HD 36861 – ШГ 64 (Sh 264): 238, 241
 HD 46056 (тум. Розетка – NGC 2244): 239, 240, 272
 HD 57060 – Sh 310 (UW CMa): 238, 246
 HD 148937 – NGC 6164 – 5: 239, 243–246
 HD 151804 }
 152248 } – RCW 113–116: 238, 246
 152408 }
 HD 153919: 239, 246
 HD 162978 – Sh 22 (ШГ 23): 239, 242–243
 HD 17505 – IC 1848 (Sh 199): 238
 HD 203064 – Sh 119 (ШГ 240) = 68 Gyg: 209, 235, 239, 241–242, 246
 HD 206267 – IC 1396 (Sh 131): 238
 HD 210839 – Sh 134 (ШГ 248, λ Cep): 239, 246
 Of ring в БМО: 246

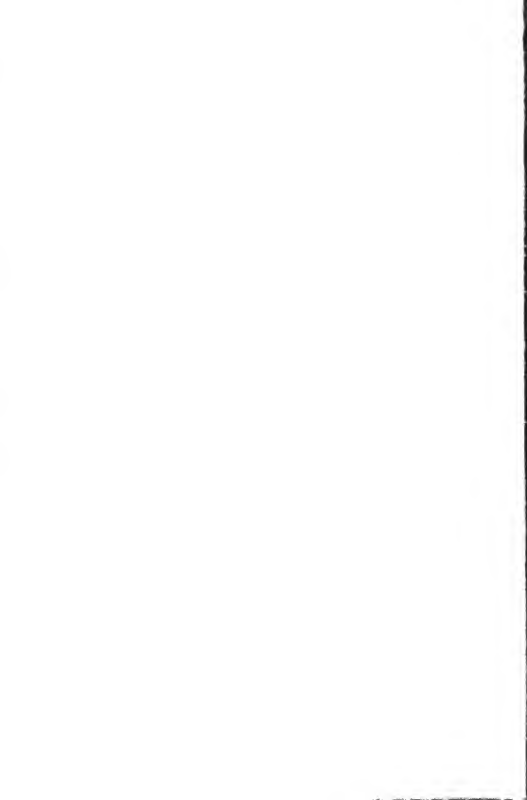
Оболочки – сверхоболочки вокруг OB-ассоциаций и скоплений
 вокруг Cas OB1 и OB2: 269–270
 вокруг Cas OB2, NGC 7510, Ba3: 278
 вокруг Cep OB3 и III-области Sh 155: 270
 вокруг Cep OB4 и III-области W 1: 272–273
 сверхоболочка в Лебеде: 270, 273
 вокруг Mon OB1, OB2: 270
 сверхоболочка в Орионе – Эридана: 241, 270–273
 вокруг ассоциации Sco – Cen: 187, 273
 туманность Гама: 267–269
 оболочка вокруг областей W 28, M 20, M 8: 99
 туманность Розетка вокруг NGC 224: 239–240, 272
 сверхоболочки в БМО: 264–268, 273
 LMC 2: 266–268

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
Глава I. СВЕРХНОВЫЕ И МОЛОДЫЕ ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ	5
1. Сверхновые звезды: кривые блеска, спектры, радионизлучение, распространенность в галактиках разного типа.	7
2. Остатки вспышек сверхновых I типа: SN Тнчо Браге (1572 г.), SN Кеплера (1604 г.) и SN 1006.	26
3. Остатки вспышек сверхновых II типа: Крабовидная туманность (1054 г.) и 3C 58 (1181 г.)	42
4. Кассиопея А и "богатые кислородом" остатки вспышек сверхновых	59
5. Вспышки звезд разной массы и образование компактного звездного остатка	71
Глава II. ЭВОЛЮЦИЯ ОСТАТКОВ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ	85
6. Оптические туманности — старые остатки вспышек сверхновых	85
7. Тепловое рентгеновское излучение остатков сверхновых; разлет оболочки в неоднородной межзвездной среде	117
8. Эволюция остатков вспышек сверхновых	133
9. Синхротронное излучение остатков вспышек сверхновых	150
10. Частота вспышек сверхновых в Галактике; крупномасштабные Петли галактического радионизлучения	180
Глава III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА С МЕЖЗВЕЗДНЫМ ГАЗОМ	191
11. Звездный ветер	192
12. Взаимодействие звездного ветра с межзвездным газом.	200
13. Колыцевые туманности вокруг звезд Вольфа — Райе.	211
14. Колыцевые туманности: звездный ветер или сброс оболочки?	224
15. Туманности, связанные со звездами Of.	236
Глава IV. ВЛИЯНИЕ СВЕРХНОВЫХ И ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ГАЗОПЫЛЕВУЮ СРЕДУ ГАЛАКТИКИ.	248
16. Физическое состояние межзвездной среды, регулируемое сверхновыми.	248
17. Гигантские оболочки, образованные сверхновыми и звездным ветром OB-ассоциаций	264
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	279
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.	281
УКАЗАТЕЛЬ ОБЪЕКТОВ	301
ОГЛАВЛЕНИЕ.	304









FINANCIAL
RECORDS

